

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

**Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica I
(Geofísica y Meteorología) (Astronomía y Geodesia)**



**ESTUDIO DEL TRANSPORTE LAGRANGIANO DE MASAS
DE AIRE EN EL VÓRTICE POLAR ESTRATOSFÉRICO DEL
HEMISFERIO SUR
STUDY OF LAGRANGIAN TRANSPORT OF AIR MASSES IN
THE STRATOSPHERIC POLAR VORTEX OF THE
SOUTHERN HEMISPHERE.**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR**

Álvaro de la Cámara Illescas

Bajo la dirección de los doctores

Encarnación Serrano Mendoza
Carlos Roberto Mechoso Mariño
Ana María Mancho Sánchez

Madrid, 2013

Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica I
Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid
Instituto de Ciencias Matemáticas (CSIC-UAM-UC3M-UCM)

Estudio del transporte lagrangiano de masas de aire en el vórtice polar estratosférico del hemisferio sur

**Study of Lagrangian transport of air masses in the stratospheric
polar vortex of the Southern Hemisphere**

Álvaro de la Cámara Illescas

Memoria de Tesis presentada para optar al grado de Doctor

Dirigida por:

Dra. Encarnación Serrano Mendoza

Dr. Carlos Roberto Mechoso Mariño

Dra. Ana María Mancho Sánchez

Madrid, 2012

Este trabajo ha sido financiado por la Universidad Complutense de Madrid mediante el programa de ayudas FPI-UCM, por el Ministerio de Ciencia e Innovación a través del proyecto nacional CGL2008-06295, por el Consejo Superior de Investigaciones Científicas con el proyecto ILINK-0145 y por la National Science Foundation (EE.UU.) con el proyecto ATM-0732222.

This work was supported by the FPI-UCM fellowship program (Universidad Complutense de Madrid), by the Spanish Ministry of Science and Innovation under grant CGL2008-06295, Spanish CSIC under grant ILINK-0145 and U.S. NSF under grant ATM-0732222.

Agradecimientos

Quiero empezar agradeciendo todos estos años a mis directores de tesis, Encarna, Roberto y Ana. De los tres he aprendido a conocer y valorar esta profesión. A Encarna por darme la oportunidad de iniciarme en la investigación, por todas las horas dedicadas y la paciencia mostrada. Siempre me acordaré de la famosa banqueta, de la que he sabido escabullirme últimamente. Y de algo que me sorprendió desde el principio, y es que cuando hablabas con otro persona te referías a mí como “un compañero”. Desde luego que eso dice mucho, y ha significado también mucho para mí. A Roberto, por llevarme a EEUU casi sin conocerme y confiar en mí. Por hacerme preguntas constantemente y ayudarme a pensar por mí mismo, por tu gran sentido del humor y por descubrirme Les Luthiers (no, no los conocía...). A Ana, por toda tu dedicación en estos últimos tres años, creyendo en los resultados que íbamos obteniendo y alentándome a continuar. Por hacerme ver las cosas desde el lado positivo, y por transmitirme tus conocimientos de manera natural.

Cuando acabé la carrera y empecé a trabajar en el Laboratorio de Meteorología, me sentí un poco desubicado. ¿Encajaré en este lugar? ¿Me llevaré bien con mis compañeros? Nada, salí de dudas en cinco minutos. Belén, Irene (doc Poul), Teresa, Javi y Samu me recibisteis con los brazos abiertos, y habéis sido mi ejemplo a seguir. Belén, gracias por escuchar, por hacer que todo parezca fácil, por tu apoyo y tus consejos. Irene, Javi y Teresa, os veo como una entidad material, como Ramón y Cajal. Gracias por estar dispuestos siempre a echar un mano (y Javi unas manitas al mus) con vuestro “buenrollismo” natural, sois guapos, majos y estupendos. Todo estupendo. Y poco, pero muy poco después llegó mi compañera de fatigas, Blanche. Gracias por estar aquí (y ahora allá) siempre para cualquier cosa, por tantas horas compartidas, por el buen humor y el buen rollito que proyectas, por ser tan buena compañera y amiga. Y que tenga que poner esto aquí... ¡¡todavía te debo esa botella!! ¡Qué distinto habría sido esto sin todos vosotros!

Gracias a todos los que habéis ido llegando después habéis hecho del lugar de trabajo un sitio alegre y distendido: Javi B., MARTA, Nube, Bea, Mariano, David, Esteban, Marta, Jorge (no sé quién es ese Filanofa), Cahlo, Íñigo, Jesús, Roberto, Julián. Una llegó, se instaló dentro de mí y se ha quedado con puesto fijo y la hipoteca pagada. Gracias a los que ya estabais en otros despachos, y que habéis hecho que los lunes sean menos lunes: Javi P., Juan, Pablo O., Juan Luis, Víctor, Sara, Diana, Maurizio, Ana, Pablo Z., V. Carlos, Fátima, Elsa y los dos Luises. Sois grandes. Por supuesto, gracias a Carlos Yagüe por todas las dudas solucionadas, los consejos y el apoyo que me has brindado. Y por aquel CIBA 2006.

Gracias al departamento de Geofísica y Meteorología, en particular a los directores Elvira (siempre me acordaré de las galletitas que nos traías) y Michel, y a Salva y Lucía por toda la ayuda y el buen trato que dais.

Thanks to my officemates at UCLA. Especially, thanks to Laura, Heng, Sergio, Louise, Hsi-Yen, Juan, Katy and Joao, you really made me feel at home. And Kayo for opening the door that led to the intriguing hyperbolic trajectories.

A los amigos de la carrera, con los que entre cervezas y barajas el tiempo pasaba (y pasa aún) más deprisa: Javi, Peibol, Rebe, Alvarote, Charles, Jose, Manu, Bea, Nacho, César, Luisa. A los amigos de Las Rozas, en especial a Javierd, Ocard, Juanjord y Pablord (aquí hay un topo ;)), que están ahí siempre.

A mis padres, Aurelio y Marisa. Habéis sido un ejemplo en todo durante toda mi vida, me habéis apoyado en cualquier decisión que he tomado, ayudándome a aprender de mis errores. Soy lo que soy gracias a vosotros. Y a mi hermano Alberto con sus pilotes y encepados.

No pretendo hacer publicidad, pero tengo que agradecer al Skype por hacer que la distancia que nos separa durante estos últimos meses no sea tanta. Gracias Marta por lo que hemos recorrido, y por compartir el camino que se nos presenta a partir de ahora.

Índice

I. Motivación/Motivation	7
II. Estado actual de conocimiento	19
1. La estratosfera extratropical: Características generales	20
a. Estado básico de la estratosfera extratropical	21
b. Ondas de Rossby en la estratosfera extratropical	23
c. Interacción entre los <i>eddies</i> y el flujo medio	27
2. El vórtice polar estratosférico del hemisferio sur	29
a. Estructura climatológica	30
b. Variabilidad del vórtice polar	34
c. Calentamiento final estratosférico	35
3. Transporte cuasi-horizontal de aire en el vórtice polar estratosférico	38
a. Transporte isentrópico de aire: Ruptura de ondas de Rossby	38
b. La frontera del vórtice polar: una barrera al transporte	43
c. Algunas consideraciones sobre el agujero de ozono antártico	45
4. Transporte lagrangiano desde la perspectiva de la teoría de los sistemas dinámicos	47
a. Transporte en sistemas autónomos	47
b. Transporte en sistemas dependientes del tiempo de manera periódica	50
c. Transporte en sistemas dependientes del tiempo de manera aperiódica: El vórtice polar estratosférico	53
III. Objetivos/Objectives	59
IV. Datos	63
1. Datos de campañas experimentales	63
a. STRATEOLE/VORCORE	63
b. CONCORDIASI	65
2. Datos de reanálisis	66
a. Reanálisis de NCEP/NCAR	68
b. Reanálisis de la NASA	68
c. Reanálisis ERA-Interim del ECMWF	69

V. Metodología	71
1. Cálculo de trayectorias de parcelas de aire	71
a. Esquemas de interpolación	72
b. Esquemas de integración	75
2. Métodos lagrangianos para el estudio del transporte de masa de aire	77
a. Exponentes de Lyapunov a tiempo finito	78
b. El descriptor lagrangiano M	81
c. <i>Reverse Domain Filling</i>	83
VI. Resultados	87
1. Estudio del control ejercido por el vórtice polar de la baja estratosfera austral en el movimiento de parcelas de aire durante el proceso de debilitamiento y ruptura final del vórtice	81
2. Rutas de transporte a través del vórtice polar estratosférico durante la primavera austral	101
3. Transporte isentrópico dentro del vórtice polar antártico: Evidencias de ruptura de ondas de Rossby y estructuras lagrangianas	115
VII. Discusión/Discussion	143
VIII. Conclusiones/Conclusions	155
Trabajo futuro/Future work	161
Referencias	163
Apéndices	
Apéndice A: Ecuaciones de la dinámica estratosférica	175
Apéndice B: Glosario de términos	181

I. Motivación

Los procesos diabáticos en la estratosfera¹, básicamente radiativos, ocurren generalmente en escalas temporales de decenas de días. De esta manera, en estas escalas es buena aproximación considerar que las masas de aire se mueven en superficies de entropía específica constante, o superficies *isentrópicas* [p. ej., Plumb 2002]. Resulta conveniente, por tanto, dividir el transporte en la estratosfera en su componente diabática, dominada por la advección diabática media con ascensos de aire en los trópicos y descensos en latitudes medias y altas, y su componente isentrópica, caracterizada por la mezcla rápida cuasi-horizontal a gran escala en latitudes medias. En la Fig. I.1 se muestra un esquema del transporte en la estratosfera, donde se representan estas dos componentes. Las líneas verticales en gris representan barreras al transporte, que dividen la estratosfera en cuatro regiones: 1) el extratropical estival, con débil circulación diabática y débil mezcla; 2) los trópicos, donde domina el ascenso diabático de masas de aire; 3) el extratropical invernal, donde el transporte y la mezcla isentrópicos son muy intensos; y 4) el vórtice polar estratosférico, con subsidencia diabática y débil mezcla.

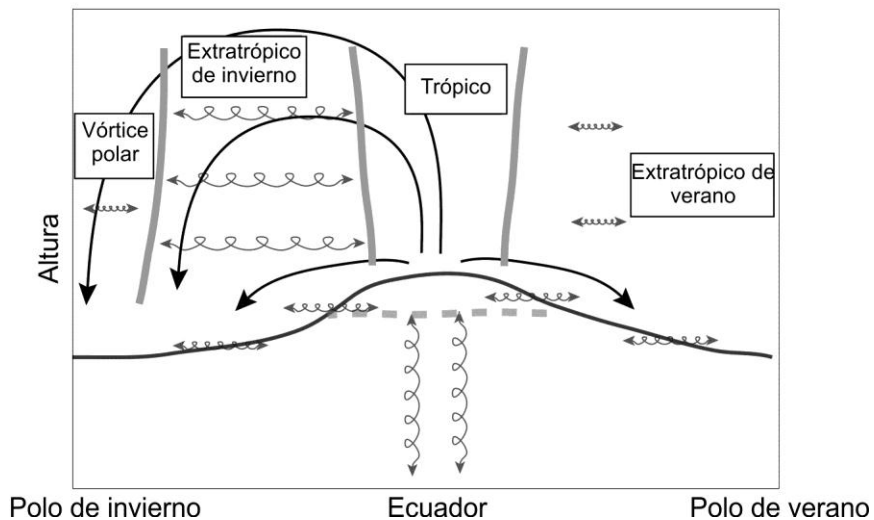


Fig. I.1: Representación esquemática del transporte en la estratosfera. La curva que se extiende polo a polo representa la tropopausa. Las curvas con una única flecha indican el sentido de la circulación diabática media, y las curvas con doble flecha representan la mezcla isentrópica. Las líneas gruesas en vertical indican “barreras al transporte”. Figura adaptada de Plumb [2007].

¹ Región atmosférica localizada en torno a los 10-50 km sobre la superficie terrestre.

El presente estudio se enmarca en la estratosfera extratropical del hemisferio sur durante el final del invierno y la primavera, región en la que la presencia del *vórtice polar estratosférico* es determinante en los procesos de transporte isentrópico. El vórtice polar es un sistema de circulación ciclónica de gran escala centrado aproximadamente en el polo que se forma en otoño, alcanza su máxima intensidad a finales de invierno y desaparece en primavera [p. ej., Waugh y Polvani 2010]. En particular, la *frontera del vórtice* está caracterizada por intensos gradientes horizontales de vorticidad potencial, así como por la presencia de una corriente en chorro. La frontera del vórtice actúa como barrera al transporte inhibiendo el intercambio de aire entre su interior y su exterior, tal y como se puede apreciar en la Fig. I.2 [e.g., Bowman 1993a; Chen 1994; Pierce *et al.* 1994; Lee *et al.* 2001; Beron-Vera *et al.* 2012].

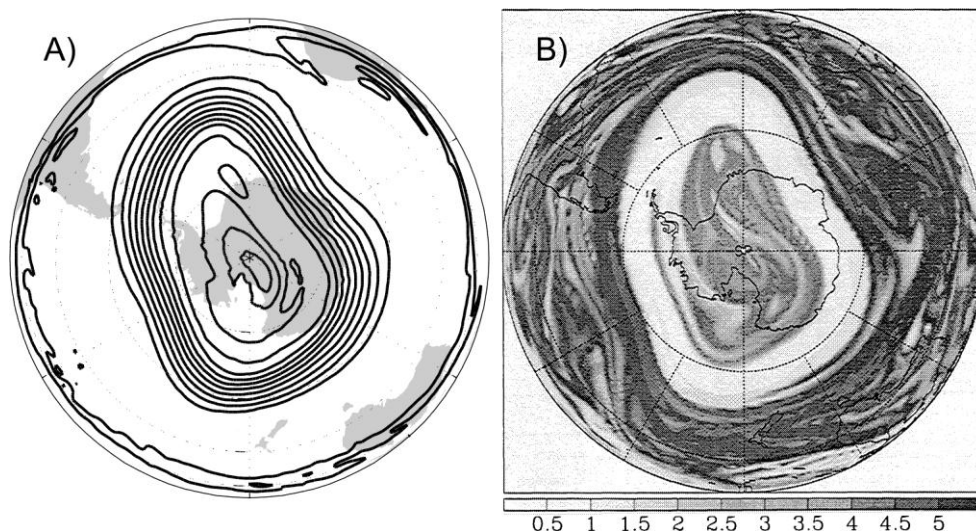


Fig. I.2: Mapas de (A) vorticidad potencial en 475K, y (B) longitud equivalente en 480K, para el día 1 septiembre de 1996. (B) es la Fig. 2 de Lee *et al.* [2001], en la que un valor más alto equivale a mayor intensidad de la mezcla a gran escala. La región con débil mezcla en (B) coincide con la región de intenso gradiente de vorticidad potencial en (A) que caracteriza la frontera del vórtice polar estratosférico.

El interés por estudiar el vórtice polar del hemisferio sur aumentó tras el descubrimiento del “agujero de ozono” en la estratosfera antártica [Chubachi 1984; Farman *et al.* 1985]. El consenso es que se necesitan temperaturas muy bajas y luz solar para iniciar las reacciones químicas responsables de la destrucción de ozono [p. ej., Molina y Molina 1987]. Estas condiciones se alcanzan en primavera dentro del vórtice polar debido a la combinación de dos factores: 1) ausencia de radiación de onda corta durante la noche polar, y 2) aislamiento del

aire en el interior del vórtice. Un gran número de estudios, tanto observacionales como computacionales, que usan simulaciones con modelos de mayor o menor complejidad, han centrado su atención en el transporte de masa a través de la frontera del vórtice polar austral debido al papel relevante que parece jugar en la formación estacional del agujero de ozono [p. ej., Juckes y McIntyre 1987; Bowman 1993a, 1993b; Bowman y Chen 1994; Manney *et al.* 1994; Pierce *et al.* 1994; Trounday *et al.* 1995; Bowman 1996; Koh y Plumb 2000; Mizuta y Yoden 2001; Joseph y Legras 2002; Li *et al.* 2002; Öllers *et al.* 2002; Atjić *et al.* 2004; Beron-Vera *et al.* 2010, 2012]. En general, todos estos estudios concluyen que el intercambio de aire entre el interior y exterior del vórtice polar es escaso. A pesar de ello, el transporte cuasi-horizontal (isentrópico) puede tener consecuencias relevantes en la evolución estacional del agujero de ozono [p. ej. Sato *et al.* 2009].

El transporte isentrópico en la estratosfera extratropical está íntimamente ligado con la ruptura de ondas planetarias o de Rossby [McIntyre y Palmer 1983] que se propagan a lo largo de la corriente en chorro en la frontera del vórtice polar. En el hemisferio sur, donde el vórtice polar es muy intenso, estas ondas encuentran líneas críticas (i.e. isotacas donde la velocidad del flujo básico es igual a la velocidad de fase de las ondas; más detalles en sección II.3) a ambos lados del chorro. El alargamiento y estiramiento de las líneas materiales —y por tanto, el transporte de masas de aire— que se produce en la región donde las ondas rompen (i.e. la capa crítica) ocurre, pues, a ambos lados de la frontera del vórtice sin aparente conexión entre sí. Es decir, existen dos regiones a ambos lados del chorro polar donde las ondas planetarias rompen (Fig. I.3). De esta manera, el aislamiento de aire en el interior del vórtice es muy acusado y existen aún incertidumbres sobre los mecanismos que explican el transporte a través de la frontera. Para una mejor comprensión del transporte a través de la frontera del vórtice se requieren estudios que exploren el transporte a un lado y a otro de la corriente en chorro y sus posibles conexiones.

El presente trabajo, motivado por las incertidumbres mencionadas, estudia el transporte cuasi-horizontal en el vórtice polar antártico mediante el uso de conceptos y metodologías recientemente desarrollados en el marco de la teoría de sistemas dinámicos [Wiggins 1992; Haller 2000; Shadden *et al.* 2005; Madrid y Mancho 2009; Mendoza y Mancho 2010; Mancho *et al.* 2012]. En particular, las *estructuras coherentes lagrangianas* obtenidas de los campos de velocidades (i.e. trayectorias hiperbólicas y sus variedades estables e inestables) permiten visualizar barreras al transporte que separan zonas del flujo estratosférico aisladas entre sí. Por otro lado permite identificar los “objetos” que median el intercambio de masa entre dichas regiones [p.ej. Joseph y Legras 2002; Koh y Legras 2002;

Bowman *et al.* 2007; Lekien y Ross 2010]. El uso de estos conceptos y técnicas en el contexto del vórtice polar austral ha contribuido a un mejor entendimiento del transporte, sobre todo en la periferia exterior del vórtice [Ngan y Shepherd 1997, 1999a, 1999b; Bowman 2000; Koh y Plumb 2000; Joseph y Legras 2002; Koh y Legras 2002; Lekien y Ross 2010]. Sin embargo, el interior del vórtice ha recibido menos atención.

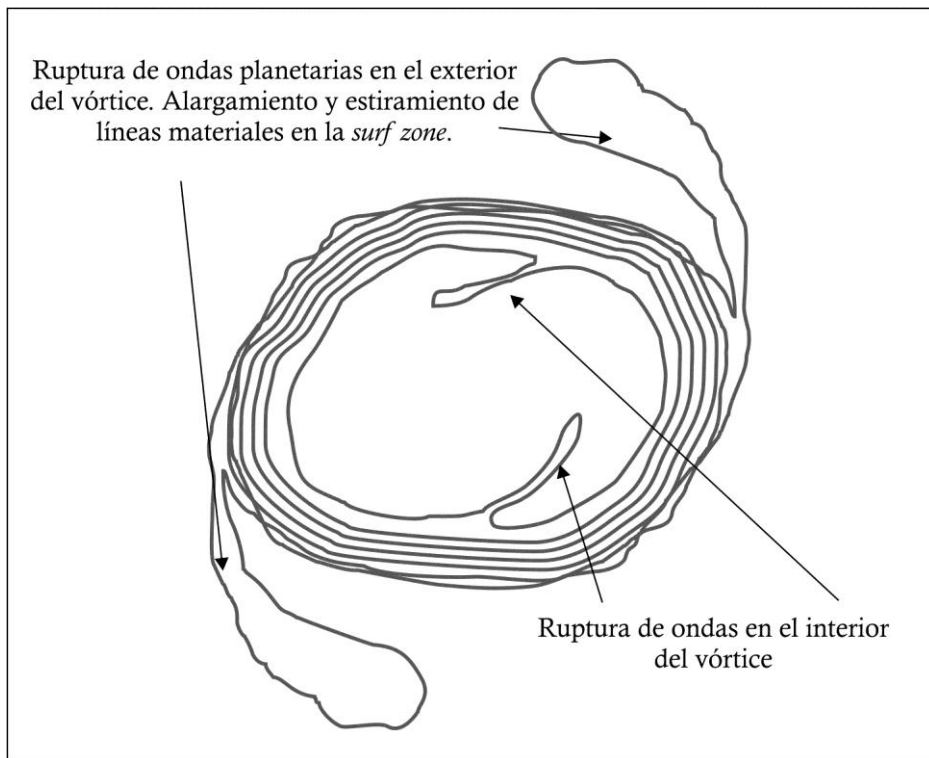


Fig. I.3: Esquema de las regiones de ruptura de ondas de Rossby en relación al vórtice polar estratosférico. Las líneas grises representan líneas materiales como la vorticidad potencial. En la región de fuerte gradiente se sitúa la frontera del vórtice.

Asimismo, la disponibilidad de datos procedentes de las campañas experimentales de los proyectos VORCORE [Hertzog *et al.* 2007] y CONCORDIASI [Rabier *et al.* 2010] brinda una magnífica oportunidad para contrastar la dinámica y el transporte en el interior del vórtice polar durante la primavera austral. Estos datos fueron recogidos *in situ* por globos de súper-presión lanzados desde la estación de McMurdo, en la Antártida, que volaron libremente en el interior del vórtice durante las primaveras de 2005 y 2010. En particular, las trayectorias seguidas por los globos durante su vuelo constituyen una valiosa aproximación a las trayectorias seguidas por las parcelas de aire en el interior del vórtice. Estos

datos sirven en el presente trabajo para validar de manera directa los resultados obtenidos mediante estas técnicas lagrangianas. Por otro lado estas técnicas van a resultar eficaces si se aplican sobre el mismo campo de velocidades que “ven” los globos. Sin embargo este campo no es posible medirlo y en la práctica sólo se cuenta con datos atmosféricos de reanálisis. La concordancia entre las estructuras lagrangianas obtenidas a partir de estos datos y las observaciones proporcionadas por los globos, son una medida indirecta de la calidad de los datos de reanálisis usados en el desarrollo de la Tesis.

Objetivo general

Considerando lo anteriormente expuesto, el objetivo general del presente trabajo de investigación es **analizar el papel del vórtice polar estratosférico del Hemisferio Sur en el transporte de masas de aire durante su proceso de debilitamiento y ruptura final en primavera** Para ello:

- se identifican las estructuras lagrangianas presentes en el flujo estratosférico que median en el movimiento de masas de aire a gran escala en el vórtice polar austral, y
- se combinan recientes desarrollos de la teoría de sistemas dinámicos, tanto conceptuales como metodológicos, con conceptos y diagnósticos tradicionales de la dinámica atmosférica.

El uso de trayectorias reales descritas mediante globos advectados por el flujo estratosférico para confirmar los diagnósticos anteriores supone una novedosa aportación del estudio. El resultado es una descripción más completa e intuitiva del problema.

El resto de la Memoria de Tesis Doctoral está estructurada de la siguiente manera: en el Capítulo II se hace una revisión del estado actual del conocimiento, exponiendo el marco científico en el que se encuadra la presente investigación. En el Capítulo III se especifican los objetivos específicos perseguidos. Los datos y la metodología empleados se explican en los Capítulos IV y V, respectivamente. Los resultados, presentados en forma de recopilación de artículos, se recogen en el Capítulo VI. La discusión integradora de los resultados se incluye en el Capítulo VII. Finalmente, las conclusiones de este trabajo de investigación se exponen en el Capítulo VIII.

I. Motivation

Diabatic processes in the stratosphere¹ (i.e. radiative processes) occur in timescales of tens of days. Therefore, in these timescales air parcels move along surfaces of constant specific entropy, or isentropic surfaces, to a good approximation [e.g., Plumb 2002]. Consequently, it is very useful to divide stratospheric transport into its diabatic and isentropic components. The former is dominated by mean diabatic advection with upwelling in the tropics and downwelling in mid- and high latitudes, while the latter consists on fast quasi-horizontal stirring in mid-latitudes. Figure I.1 shows a schematic representation of stratospheric transport. Vertical thick lines in grey are transport barriers, dividing the stratosphere in four regions: 1) the summer extra-tropics, with weak diabatic downwelling and weak stirring, 2) the tropics, with strong upwelling, 3) the winter mid-latitudes, with strong isentropic stirring, and 4) the polar vortex, with downwelling and weak stirring.

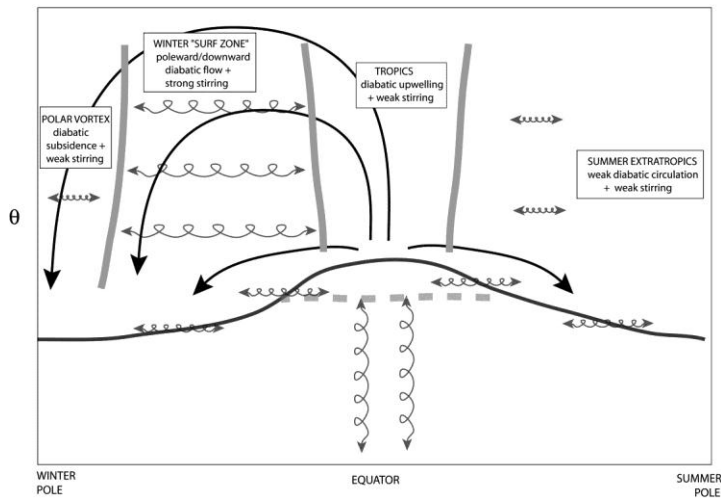


Fig. I.1: Schematic representation of stratospheric transport. The curve extending from pole to pole is the tropopause. Curves with single arrow depict the direction of the mean diabatic circulation, and double-arrow curves represent isentropic stirring. Vertical bold lines indicate transport barriers. From Plumb [2007].

The present study focuses on the austral extra-tropical stratosphere during late winter and spring, when the *stratospheric polar vortex* is a major influence on

¹ Atmospheric layer located between 10 and 50 km above the surface.

isentropic transport. The polar vortex is a large-scale cyclonic system centered approximately above the pole that forms in fall, reaches its maximal strength in late winter and disappears in spring [e.g., Waugh and Polvani 2010]. In particular, the *vortex edge* is characterized by both strong horizontal potential vorticity gradients and the presence of an intense zonal jet stream, the so-called polar night jet. The vortex edge acts as an effective barrier to transport [e.g., Bowman 1993a; Chen 1994; Pierce *et al.* 1994; Lee *et al.* 2001; Beron-Vera *et al.* 2012], as illustrated in Fig. I.2.

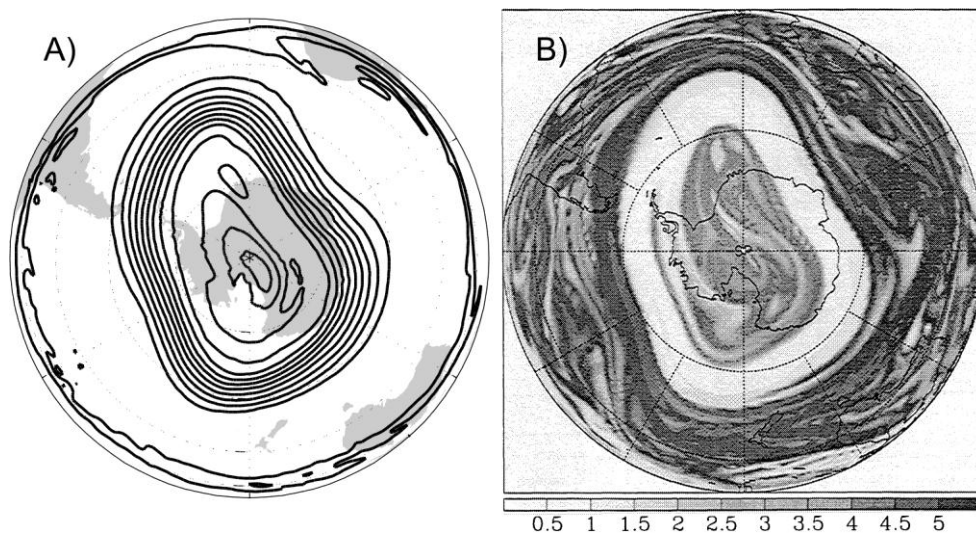


Fig. I.2: (a) Potential vorticity and (b) equivalent longitude maps for 1 September 1996. (b) is Fig. 2 by Lee *et al.* [2001], in which higher values represent higher stirring rates. Region with very weak stirring in (b) coincides with the region of strong potential vorticity gradients in (a), which is characteristic of the edge of the stratospheric polar vortex.

Scientific interest on the polar vortex in the Southern Hemisphere accelerated after the discovery of the “Antarctic ozone hole” [Chubachi 1984; Farman *et al.* 1985]. In the consensus view, chemical processes responsible for ozone destruction are initiated both by sunlight and very low temperatures [e.g., Molina and Molina 1987]. The right conditions are reached in early spring inside the Antarctic polar vortex due to the combinations of two factors: 1) absence of short-wave radiation during the winter polar night, and 2) confinement of air inside the vortex. Many observational and computational studies have focused on transport across the vortex edge in the Southern Hemisphere due to its relevant role in the seasonal formation and destruction of the ozone hole [e.g., Jukes and McIntyre 1987; Bowman 1993a, 1993b; Bowman and Chen 1994; Manney *et al.*

1994; Pierce *et al.* 1994; Trounaday *et al.* 1995; Bowman 1996; Koh and Plumb 2000; Mizuta and Yoden 2001; Joseph and Legras 2002; Li *et al.* 2002; Öllers *et al.* 2002; Atjić *et al.* 2004; Beron-Vera *et al.* 2010, 2012]. Overall, these studies conclude that air exchange across the vortex edge is marginal. Nonetheless, quasi-horizontal (i.e. isentropic) transport does have relevant implications of the seasonal evolution of the ozone hole [e.g., Sato *et al.* 2009].

Quasi-horizontal stratospheric transport in the extra-tropics is closely linked to breaking of planetary (Rossby) waves [McIntyre and Palmer 1983] that propagate along the polar night jet at the vortex edge. In the Southern Hemisphere, where there exists a strong vortex, waves find critical lines (wind speed isopleths where the background velocity equals the phase speed of the waves; more details in section II.3) at both sides of the jet. Stretching and folding of material lines –and the associated mass transport– due to wave breaking occurs at both sides of the jet without any connection. That is, there are two regions where the waves break at both flanks of the polar night jet (Fig. I.3). This way, air parcels confinement inside the vortex is very strong. Nowadays, there are many uncertainties in the mechanisms that could explain transport across the vortex edge. To get new insights into these uncertainties, more research is needed on transport at both sides of the Antarctic polar night jet and its mutual connections.

The present PhD Thesis explores quasi-horizontal transport outside, inside and across the Antarctic stratospheric polar vortex using recently proposed concepts and methods from Dynamical Systems theory [Wiggins 1992; Haller 2000; Shadden *et al.* 2005; Madrid y Mancho 2009; Mendoza y Mancho 2010; Mancho *et al.* 2012]. Particularly, *Lagrangian coherent structures* (i.e. hyperbolic trajectories and their stable and unstable manifolds) computed from velocity fields allow visualizing regions of the stratospheric flow with different dynamical fates [e.g., Joseph and Legras 2002; Koh and Legras 2002; Bowman *et al.* 2007; Lekien and Ross 2010]. The use of this kind of techniques have recently contributed to a better understanding of stratospheric transport in the periphery of the vortex [Ngan and Shepherd 1997, 1999a, 1999b; Bowman 2000; Koh and Plumb 2000; Joseph and Legras 2002; Koh and Legras 2002; Lekien and Ross 2010]. However, the vortex interior has received much less attention, and may be key to gain new insights into transport across the vortex edge.

Moreover, datasets are available from VORCORE [Hertzog *et al.* 2007] and CONCORDIASI [Rabier *et al.* 2010] field campaigns, which gives a unique opportunity to contrast the dynamics and transport inside the polar vortex during the austral spring. The data was gathered *in situ* by super-pressure balloons launched from McMurdo, Antarctica, which drifted inside the vortex in the lower

stratosphere during the springs of 2005 and 2010. Specifically, the balloons trajectories constitute a valuable approximation to air parcels motions inside the vortex. These data are used in the present study to directly validate the results obtained from the Lagrangian methods mentioned above, which in turn are computed from velocity fields from reanalysis products. Moreover, the confrontation of observed balloon trajectories and Lagrangian methods can constitute an indirect validation the accuracy of the reanalysis fields used.

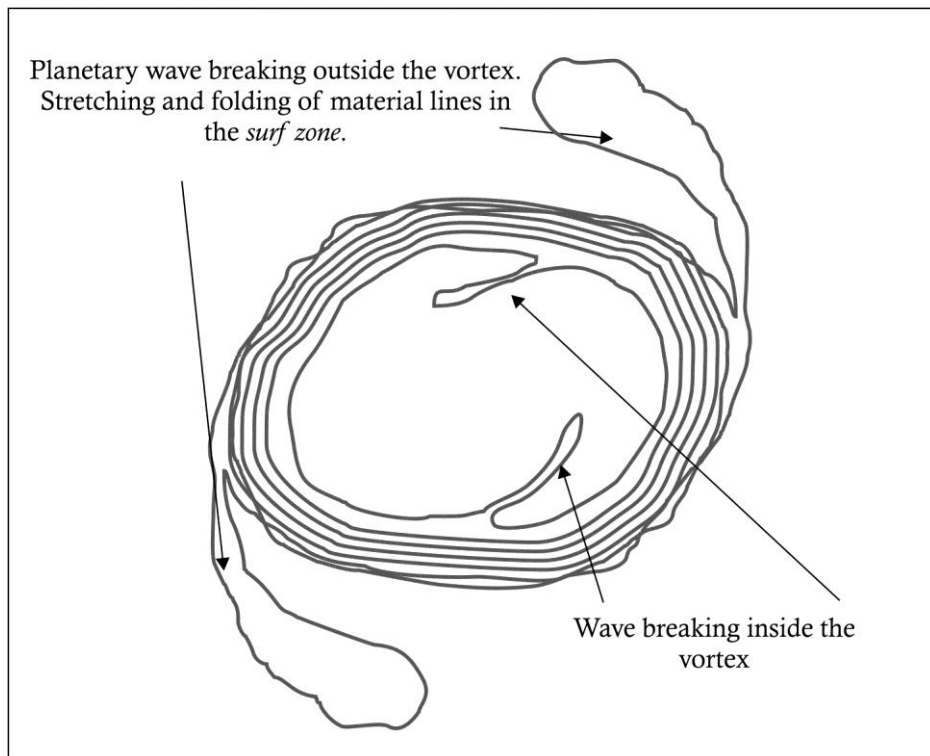


Fig. I.3: Schematic representation of the polar vortex and regions of Rossby wave breaking. Grey lines are material contours, such as potential vorticity, and strong gradients signal de vortex edge.

General objective

The general objective of the present research study is to **analyze the role of the Antarctic stratospheric polar vortex on air parcels transport during its stratospheric final warming in spring**. For this purpose:

- both the Lagrangian structures of the stratospheric flows and the dynamical mechanisms involved in large-scale motion of air masses are explored, and

- recent developments in the framework of Dynamical System's theory and traditional concepts and diagnostics atmospheric dynamics are combined.

The use of observed balloon trajectories as a test of transport diagnostics constitutes a novel contribution of the Thesis. As a result, a detailed and intuitive explanation of the problem at hand is achieved.

The remainder of this PhD Thesis is as follows. Chapter II revises the state of the art. Chapter III presents the specific objectives of this study. Chapters IV and V explain the data and methods employed, respectively. Chapter VI presents the results as a collection of scientific articles. Chapter VII discusses the results. Finally, Chapter VIII exposes the main conclusions.

II. Estado actual del conocimiento

Este capítulo presenta una revisión actualizada de la temática en la que se encuadra la presente Memoria de Tesis Doctoral. En la sección II.1 se describen las características generales de la estratosfera extratropical, prestando especial atención a la propagación vertical de ondas planetarias y su interacción con el flujo medio. En la sección II.2 se revisan aspectos clave de la dinámica del vórtice polar austral y su variabilidad, y la sección II.3 presenta el estado actual de conocimiento sobre los mecanismos de transporte cuasi-horizontal de masas de aire en la estratosfera del hemisferio sur. Por último, en la sección II.4 se discuten la aproximación al transporte lagrangiano desde la perspectiva de los sistemas dinámicos y las técnicas más usadas en el marco de esta teoría.

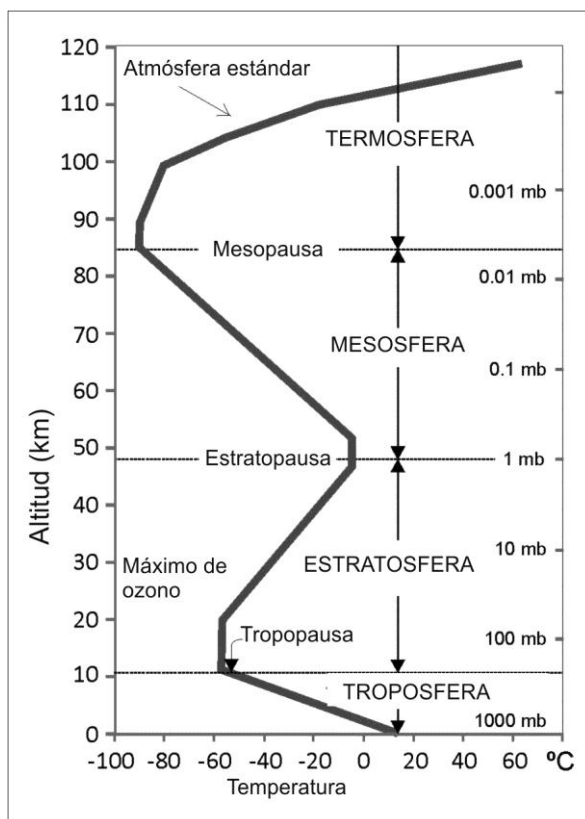


Fig. II.1: Esquema de las capas de la atmósfera, donde se representa el perfil vertical de temperatura de la “atmósfera estándar”. Adaptada de Ahrens [2000].

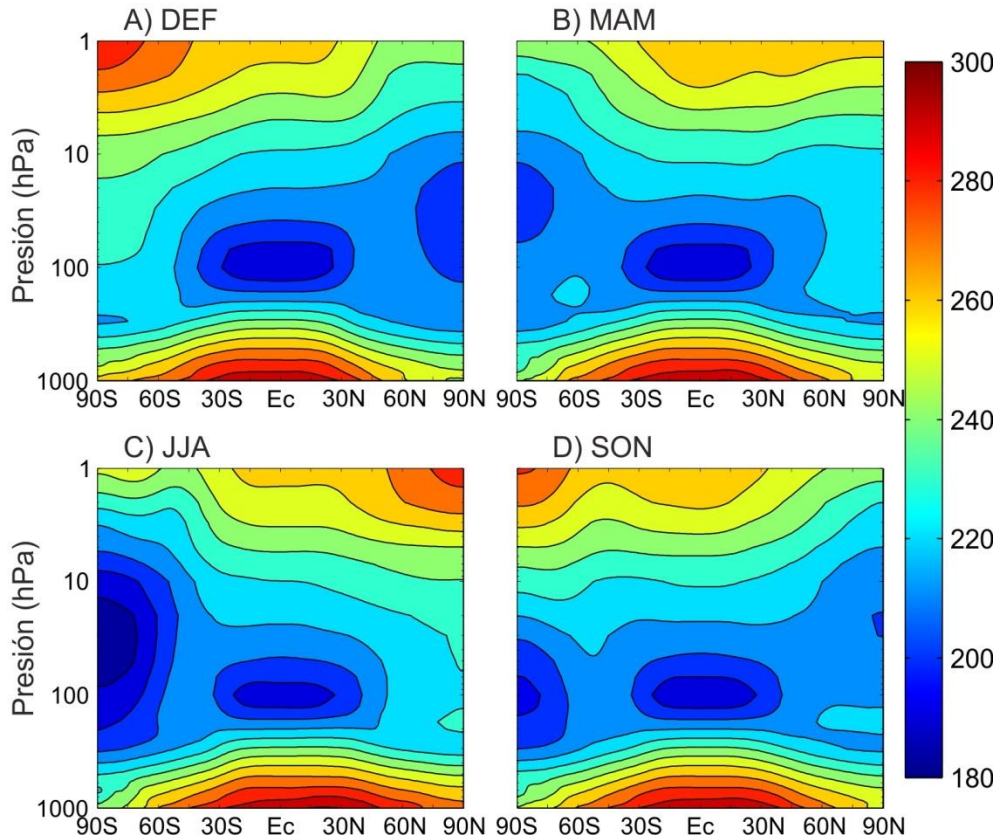


Fig. II.2: Distribución latitud-altura de la climatología estacional de la media zonal de la temperatura (en K) para diciembre-enero-febrero (DEF), marzo-abril-mayo (MAM), junio-julio-agosto (JJA) y septiembre-octubre-noviembre (SON). Intervalo de los contornos: 10K. Datos de ERA-Interim para el periodo 1979-2010.

1. La estratosfera extratropical: Características generales

La estratosfera es la capa atmosférica situada sobre la troposfera. Se encuentra limitada en su base por la tropopausa (8-12 km de altura, unos 150 hPa en nivel de presión) y por la estratopausa en su nivel superior en torno a 50 km de altura (≈ 1 hPa). Por encima de una región casi isoterma de transición desde la tropopausa, la estratosfera está caracterizada por un perfil vertical medio de temperaturas con gradiente positivo, es decir, la temperatura aumenta con la altura (Fig. II.1). En una primera aproximación esta distribución se justifica en términos de absorción y emisión de energía. Las bajas temperaturas en la tropopausa son debidas a la emisión infrarroja del vapor de agua y de las nubes en la alta troposfera, mientras que las reacciones exotérmicas de formación y

destrucción de ozono, con una concentración molecular máxima alrededor de los 22 km de altura, son las responsables del gradiente vertical positivo de temperatura [Fahey y Hegglin 2011]. Esta distribución vertical media global de temperatura confiere una gran estabilidad estática a la estratosfera, por lo que los movimientos verticales están bastante inhibidos [Andrews *et al.* 1987].

En esta primera sección se presentan las características generales de la circulación estratosférica así como las ecuaciones que rigen su comportamiento.

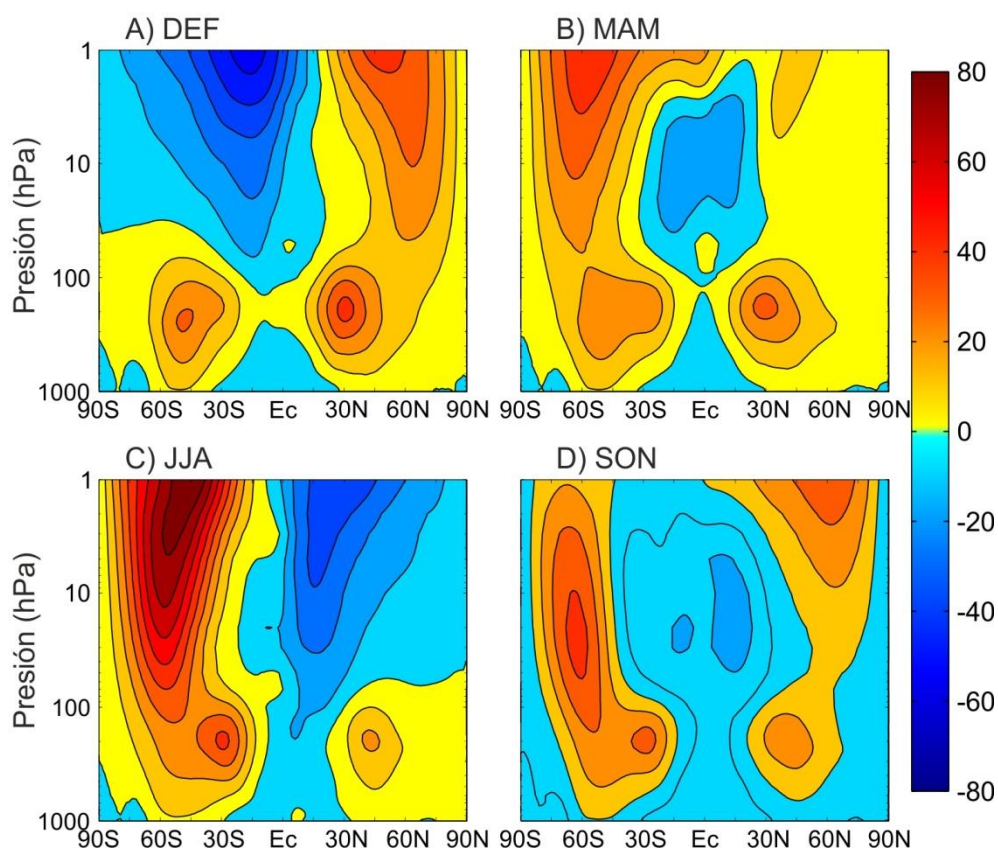


Fig. II.3: Igual que la Fig. II.2, pero para la media zonal del viento zonal. Intervalo de los contornos: 10 m s^{-1} .

a. Estado básico de la estratosfera extratropical

La circulación media atmosférica está definida básicamente por la correspondiente distribución de temperatura y viento, que dependen en primera aproximación de la latitud y de la estación del año. La Fig. II.2 muestra la disposición latitud-altura de la media zonal de la temperatura para las cuatro

estaciones del año. La temperatura media zonal en la estratosfera está caracterizada por valores mínimos en la baja estratosfera tropical durante todo el año (Fig. II.2). También aparecen mínimos de temperatura en la estratosfera polar durante el hemisferio invernal (Fig. II.2a y Fig. II.2c). En general, el gradiente térmico en la estratosfera es positivo hacia arriba y hacia latitudes altas del hemisferio de verano.

La Fig. II.3 muestra la distribución de la media zonal del viento zonal, que está cerca del estado de equilibrio del viento térmico¹. Mientras que la estratosfera del hemisferio de verano está caracterizada por un flujo medio relativamente débil y del este, el hemisferio invernal está caracterizado por un flujo medio del oeste más intenso con un máximo en latitudes medias alrededor de 60°, conocido como *corriente en chorro de la noche polar*, y cuya intensidad aumenta con la altura hasta la estratopausa. La masa de aire frío rodeada por el chorro, incluido éste, se conoce como vórtice polar estratosférico (SPV²). La estructura y la dinámica del SPV juegan un papel relevante en la circulación estratosférica en invierno y primavera, y son clave para el transporte isentrópico de materia en la estratosfera extratropical (más detalles en las secciones II.2 y II.3). En primavera y otoño la estratosfera presenta un estado de transición entre la circulación zonal media de verano y de invierno. Es significativo el contraste inter-hemisférico, tanto en el viento zonal como en la temperatura. En general, en el hemisferio sur extratropical se alcanzan temperaturas más bajas y vientos zonales más intensos que en el hemisferio norte. Estas diferencias entre hemisferios se deben básicamente a la menor extensión continental del hemisferio sur, por lo que se generan menos ondas planetarias responsables de alejar el estado atmosférico de la simetría zonal (más detalles en las subsecciones II.1.b y II.1.c).

Para finalizar este breve acercamiento al estado básico de la estratosfera, es preciso complementar la circulación media zonal describiendo brevemente la circulación meridiana mediana, también conocida como circulación de Brewer-Dobson – por sus descubridores Brewer [1949] y Dobson [1956]. Esta es una circulación que equilibra la distribución latitudinal de radiación neta en la estratosfera, y tiene también una fuerte dependencia estacional. Durante los

¹ El viento térmico se define como la diferencia del viento geostrófico entre dos niveles de altura o de presión, siendo el resultado de las variaciones horizontales de temperatura. Su valor entre dos niveles de presión p_1 y p_2 se calcula como $\mathbf{v}_T = -R_d/f \int_{p_0}^{p_1} (\mathbf{k} \times \nabla T) d \log p$, donde p es presión, T es temperatura, R_d es la constante de los gases ideales, f es el parámetro de Coriolis y \mathbf{k} es el vector unitario en la vertical.

² Acrónimo del término inglés *stratospheric polar vortex*.

solsticios, esta circulación meridiana consiste en movimientos ascendentes en el ecuador, un transporte latitudinal hacia altas latitudes de ambos hemisferios y un descenso sobre latitudes medias-altas y polares, siendo más intensa la rama del hemisferio invernal (Fig. II.4). A pesar de ser una circulación térmicamente directa, como las células de Hadley en la troposfera, el consenso actual apunta a que la circulación de Brewer-Dobson no se debe a un forzamiento térmico directo. Para entenderlo, imaginemos una atmósfera zonalmente simétrica, de manera que el momento angular se conserva siguiendo el movimiento de las parcelas de aire en ausencia de fuentes o sumideros. Lejos del ecuador, la rotación de la Tierra y la geometría esférica inducen un fuerte gradiente latitudinal de momento angular en la atmósfera. Se requieren, por tanto, procesos no-conservativos para que las parcelas reduzcan su momento angular y puedan llegar a los polos. Uno de estos procesos es la disipación de ondas planetarias en latitudes medias, las cuales transportan desde la troposfera hasta la estratosfera momento lineal del oeste que depositan al disiparse. Además, procesos diabáticos (que en la estratosfera se reducen a calentamiento/enfriamiento radiativo) dan cuenta de las ramas ascendentes y descendentes de la circulación meridiana [p. ej. Andrews *et al.* 1987].

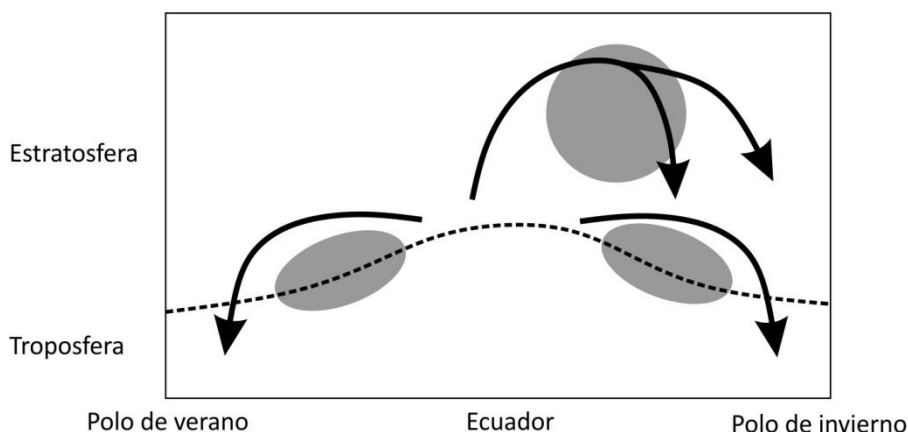


Fig. II.4: Esquema de la circulación de Brewer-Dobson. Las regiones sombreadas indican zonas de disipación de ondas (ver texto), responsables de las distintas ramas de la circulación. Adaptada de Plumb [2002].

b. Ondas de Rossby en la estratosfera extratropical

Como se ha mostrado en la sección anterior, la componente zonal del flujo atmosférico domina la circulación media estratosférica. Sin embargo, el comportamiento real de esta circulación exhibe desviaciones respecto de esta

situación media. Resulta útil, por tanto, descomponer el flujo estratosférico en dos términos: por un lado la media zonal, y por otro lado la parte correspondiente a las desviaciones/perturbaciones respecto de esa media, o parte *eddy*. La media zonal de una variable cualquiera A se representará en esta memoria entre corchetes, y se define como:

$$[A(\varphi, z, t)] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A(\lambda, \varphi, z, t) d\lambda \quad (II.1)$$

donde λ , φ , z y t representan longitud, latitud, altura y tiempo, respectivamente. El término *eddy* se representará mediante un asterisco:

$$A^* = A - [A] \quad (II.2)$$

Por tanto, $[A^*] = 0$ (es decir, la media de las perturbaciones es cero por definición). Otra posible descomposición del flujo atmosférico, frecuentemente utilizada, es mediante una media temporal \bar{A} y la anomalía A' respecto de esa media, tal que $A' = A - \bar{A}$.

Los campos de las ecuaciones básicas que rigen el comportamiento de la atmósfera, por tanto, se pueden descomponer en su parte media y su parte *eddy*. El estudio de la dinámica atmosférica en general, y estratosférica en particular, se basa principalmente en la interacción de estas dos componentes del flujo. En la práctica, las ecuaciones que rigen el comportamiento de los *eddies* son especialmente útiles cuando las desviaciones con respecto a la media son de amplitud pequeña; en este caso las ecuaciones pueden linealizarse en torno a los valores medios, y aparecen soluciones de tipo ondulatorio. En el Apéndice A se plantean las ecuaciones básicas que describen el comportamiento de la estratosfera, se explican las aproximaciones habituales para el estudio de la circulación de gran escala, y se deduce la forma lineal de las ecuaciones básicas.

A continuación, se describen las ecuaciones de las variables *eddy* que rigen el comportamiento de las ondas de Rossby, ondas de escala planetaria con una presencia dominante en la estratosfera invernal extratropical [p. ej. Plumb 2010] y son clave para entender la variabilidad del vórtice polar estratosférico [p. ej. Waugh y Polvani 2010]. Aunque las ondas de Rossby pueden generarse en la propia estratosfera debido a inestabilidad barotrópica, las que se propagan en la estratosfera se originan principalmente en la troposfera [p. ej., Plumb 2010]. Bajo la aproximación cuasi-geostrófica, y en una atmósfera con un flujo básico exclusivamente en la dirección zonal ($[u], 0, 0$) que depende espacialmente de la altura y que varía lentamente en el tiempo, las ecuaciones del momento se

pueden reducir a la ecuación linealizada de la vorticidad potencial cuasi-geostrófica:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + [u] \frac{\partial}{\partial x} \right) q^* + \frac{\partial [q]}{\partial y} \frac{\partial \psi^*}{\partial x} = 0 \quad (II.3)$$

$$\text{donde } q^* = \nabla^2 \psi^* + \frac{f_0^2}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0}{N^2} \frac{\partial \psi^*}{\partial z} \right)$$

$$\text{y } \frac{\partial [q]}{\partial y} = \beta - \frac{f_0^2}{\rho_0} \frac{d}{dz} \left(\frac{\rho_0}{N^2} \frac{d[u]}{dz} \right)$$

En la ec. (II.3) las coordenadas esféricas (λ, φ) se han sustituido por coordenadas cartesianas (x, y) en la dirección longitudinal y latitudinal, q y ψ son la vorticidad potencial y función de corriente cuasi-geostróficas, respectivamente, $\rho_0 = \rho_0(z)$ es el perfil vertical de referencia de la densidad del aire, f_0 es el parámetro de Coriolis en una latitud de referencia, β es el gradiente latitudinal del parámetro de Coriolis, y N es la frecuencia de Brünt-Väisälä.

Esta ecuación admite soluciones del tipo

$$\psi^*(x, y, z, t) = \rho_0^{1/2} \text{Re} \left\{ \hat{\Psi}(z) e^{i(kx + ly - kct)} \right\}, \quad (II.4)$$

donde k y l son los números de onda zonal y meridiano, y c es la componente zonal de velocidad de fase. Sustituyendo (II.4) en (II.3) se obtiene

$$\frac{d^2 \hat{\Psi}}{dz^2} + n^2 \hat{\Psi} = 0, \quad (II.5)$$

donde n es un índice de refracción adimensional definido por

$$n^2 = m^2 = \frac{N^2}{f_0^2} \left(\frac{\partial [q]}{\partial y} / [u] - c - (k^2 + l^2) \right) - \frac{1}{4H^2}, \quad (II.6)$$

siendo m el número de onda vertical y H la altura de escala (normalmente 7 km para la estratosfera). Para $n^2 > 0$, la ec. (II.5) admite soluciones de ondas internas que se propagan en altura, mientras que para $n^2 \leq 0$ las soluciones son de ondas externas (atrapadas verticalmente). De la ec. (II.6) se deduce la condición necesaria para que pueda haber propagación vertical de ondas planetarias (i.e. $n^2 > 0$):

$$0 < [u] - c < \frac{\partial [q] / \partial y}{k^2 + l^2 + f_0^2 / 4N^2 H^2} \equiv U_c. \quad (II.7)$$

Por tanto, las ondas troposféricas de pequeña escala no pueden propagarse verticalmente en la estratosfera³. Además, las ondas de Rossby no pueden propagarse verticalmente si el viento medio es del este ($[u]<0$) o siendo del oeste muy intenso ($[u]>U_c$) (ver Fig. II.5).

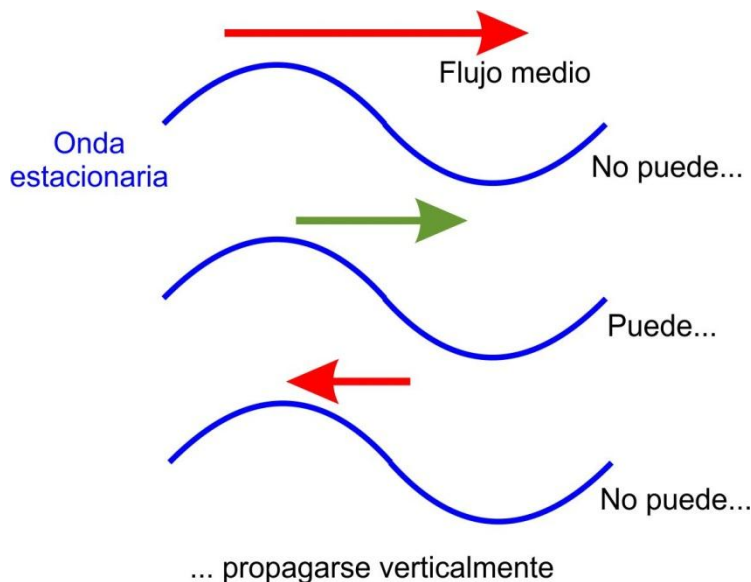


Fig. II.5: Esquema de la propagación de ondas en función de la velocidad (proporcional a la longitud de la flecha) y sentido en la dirección zonal del flujo medio. Adaptada de las notas del curso de doctorado *Geophysical Fluid Dynamics* que imparte el Prof. Mechoso en UCLA.

Atendiendo a la Fig. II.3, se puede deducir que no hay propagación de ondas en la estratosfera estival, cuando el viento medio es del este. Este desarrollo, publicado en el trabajo de Charney y Drazin [1961], ha contribuido enormemente a la comprensión de la dinámica atmosférica y al papel de la circulación estratosférica en el sistema climático.

Dickinson [1968] y Matsuno [1970] propusieron, posteriormente al trabajo de Charney y Drazin, configuraciones de flujo medio más realistas, considerando cizalla vertical y meridiana (Fig II.6a). En particular, Matsuno [1970] formuló las ecuaciones cuasi-geostróficas en coordenadas esféricas de modo que se conserva la energía. Sus resultados se resumen a continuación. La Fig. II.6b muestra el índice de refracción para las ondas planetarias con número de onda zonal $k=0$, y la Fig. II.6c muestra los vectores que indican la dirección de propagación de la energía. Es interesante notar que el mínimo del índice de refracción, y no la

³ Para ondas de Rossby de pequeña escala k^2+l^2 es grande y U_c , por tanto, es pequeño. Esto implica que la propagación vertical puede ocurrir en una ventana muy estrecha de velocidades de fase.

corriente en chorro, es el factor que actúa como una barrera a la propagación de ondas planetarias. La propagación de ondas planetarias experimenta una bifurcación en torno a esta barrera, con propagación tanto hacia el ecuador como hacia arriba a través de la región más baja del chorro polar. Esta aproximación de Matsuno [1970] ha sido verificada con observaciones [p. ej. Geller 1993].

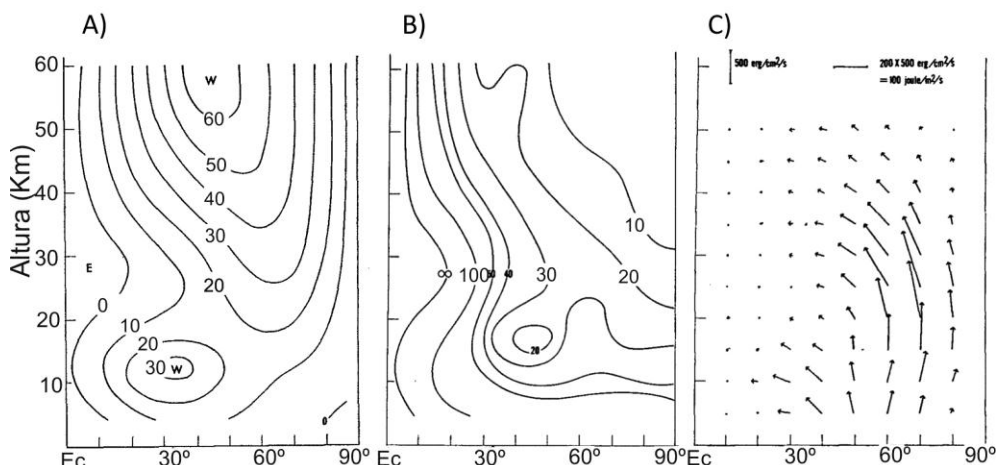


Fig. II.6: Perfiles altura-latitud del (a) estado medio del viento zonal, (b) índice de refracción para la onda zonal $k=0$, y (c) orientación de la propagación de la energía de la onda estacionaria con $k=1$. Adaptada de Matsuno [1970].

Por otro lado, trabajos posteriores han extendido la teoría de Matsuno [1970] considerando la propagación tridimensional de ondas estacionarias sobre un flujo zonal independiente del tiempo [Plumb 1985] o bien dependiente del tiempo [Takaya y Nakamura 1997], así como considerando la propagación de ondas transitorias [Plumb 1986].

c. Interacción entre las ondas y el flujo medio

Para estudiar la dinámica estratosférica es de gran utilidad trabajar con una versión modificada de las ecuaciones medias zonales (Apéndice A), es decir con las ecuaciones TEM⁴, que fueron originalmente propuestas por Andrews y McIntyre [1976]. Estas ecuaciones tienen la ventaja de que agrupan todos los términos perturbativos (ondulatorios) en un sólo término, simplificando por tanto el estudio de la interacción flujo medio-onda. Las ecuaciones TEM son las siguientes:

⁴ Acrónimo del término inglés *Transformed Eulerian Mean equations* (ecuaciones transformadas de la media Euleriana).

$$\frac{\partial[u]}{\partial t} - f_0[\tilde{v}] = \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot \mathbf{F} + [X], \quad (II.8)$$

$$\frac{\partial[\theta]}{\partial t} + [\tilde{w}] \frac{\partial[\theta]}{\partial z} = [Y], \quad (II.9)$$

$$\frac{\partial[\tilde{v}]}{\partial y} + \frac{\partial[\tilde{w}]}{\partial z} = 0, \quad (II.10)$$

donde

$$[\tilde{v}] \equiv [v] - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 [v^* \theta^*]}{\partial[\theta]/\partial z} \right), \quad [\tilde{w}] \equiv [w] - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{[v^* \theta^*]}{\partial[\theta]/\partial z} \right) \quad (II.11)$$

son las dos componentes (latitudinal $[\tilde{v}]$ y vertical $[\tilde{w}]$) de la circulación residual meridiana, cuyos valores son la parte de la circulación meridiana media no equilibrada por la divergencia de flujo *eddy* de calor. En estas ecuaciones TEM, X es la fricción u otro forzamiento no conservativo, Y es calentamiento/enfriamiento diabático, θ es la temperatura potencial, c_p es el calor específico del aire a presión constante, $\kappa = R_d/c_p$, siendo R_d la constante de los gases ideales para el aire seco, y \mathbf{F} es el flujo de Eliassen y Palm [1961] (flujo de EP a partir de ahora), cuyas componentes son:

$$\mathbf{F} = \left(0, -\rho_0 [v^* u^*], \rho_0 f_0 \frac{[v^* \theta^*]}{\partial[\theta]/\partial z} \right) \quad (II.12)$$

La dirección y sentido del flujo de EP dado por la ec. (II.12) son equivalentes a la dirección y sentido de la propagación de las ondas, puesto que \mathbf{F} es paralelo a la velocidad de grupo [Edmon *et al.* 1980].

Las ecuaciones TEM de Andrews y McIntyre [1976, 1978] generalizan un resultado ya planteado por Charney y Drazin [1961] y ampliado por Dickinson [1968]: en ausencia de fuentes y sumideros para las ondas y de procesos disipativos ($X=Y=0$), y en condiciones cuasi-geostróficas, $[u]$ no varía en el tiempo. Esto se traduce en que, bajo estas condiciones, se cumple que la divergencia del flujo de EP es cero ($\nabla \cdot \mathbf{F} = 0$).

Como se ve en las ecs. (II.8)-(II.10), la divergencia del flujo de EP es el único término *eddy*, lo que implica que los flujos *eddy* de calor y momento no actúan por separado sobre el flujo medio, sino en combinación. En presencia de fuentes ($\nabla \cdot \mathbf{F} > 0$) o sumideros ($\nabla \cdot \mathbf{F} < 0$) de ondas planetarias, el forzamiento *eddy* actúa acelerando o decelerando el flujo medio, respectivamente.

2. El vórtice polar estratosférico del hemisferio sur

El vórtice polar estratosférico (SPV) es la estructura más prominente de la circulación estratosférica extratropical. Como se indicó en el Capítulo I, el SPV consiste en un sistema ciclónico de gran escala que ocupa gran parte del hemisferio invernal, cuya frontera viene determinada por la presencia de la corriente en chorro de la noche polar. El vórtice se forma durante el otoño al desaparecer la radiación solar, alcanza su máximo en invierno y decae en primavera con la llegada de radiación solar [p. ej. Waugh y Polvani 2010]. Este proceso anual se ilustra en la Fig. II.7, donde se muestra la evolución estacional del promedio zonal del viento zonal [u] en función de la latitud en 10hPa (estratosfera media). Los vientos del este, propios de los meses estivales, son remplazados por vientos del oeste en otoño, alcanzan su máximo en invierno, decaen en primavera y son finalmente sustituidos por vientos del este en verano.

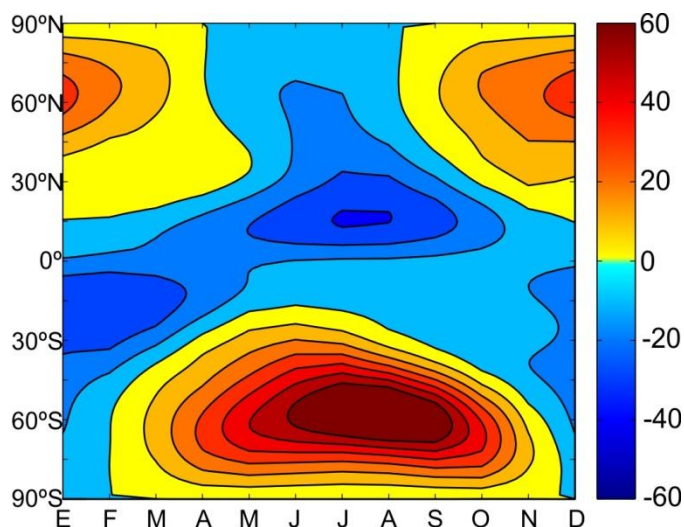


Fig. II.7: Variación anual media del promedio zonal del viento zonal (m s^{-1}) en 10 hPa en función de los meses del año y de la latitud. Intervalo de los contornos 10 m s^{-1} . Datos de ERA-Interim para el periodo 1979-2010.

Aunque el principal mecanismo de formación del SPV es el gradiente de temperatura ecuador-polo, la circulación estratosférica invernal no se encuentra en equilibrio radiativo. La causas de este desequilibrio se encuentran en la interacción con el flujo medio de ondas planetarias que se propagan verticalmente en la estratosfera a través del flujo del oeste (ver secciones II.1.b y II.1.c).

La presencia del vórtice polar en la estratosfera invernal y primaveral tiene importantes consecuencias en los procesos de transporte de materia en dicha región. Antes de revisar el estado actual de conocimiento sobre esta temática (sección II.3), es importante presentar con un poco de detalle el vórtice polar estratosférico del hemisferio sur. En esta sección se describe la fenomenología del SPV austral, su estructura climatológica, su variabilidad y su proceso de calentamiento y desaparición final.

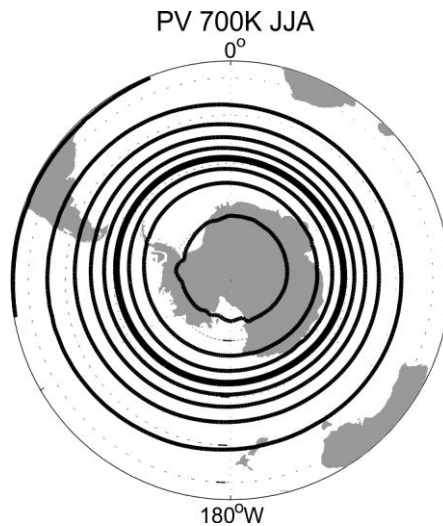


Fig. II.8: Mapa medio de vorticidad potencial en 700K (estratosfera media) en el invierno del Hemisferio Sur (periodo 1979-2010, datos de ERA-Interim). Intervalo de los contornos: 50 unidades de PV (PVU; $1\text{PVU} = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ K}$), desde -450 a -50 PVU. El contorno de -300 PVU está representado en trazo grueso. Proyección ortográfica, latitud menor representada: 20°S.

a. Estructura climatológica

La estructura climatológica del vórtice polar estratosférico en el hemisferio sur (HS) puede visualizarse fácilmente por medio de mapas de vorticidad potencial (PV⁵) de Ertel. Esta variable tiene dos propiedades que la hacen muy útil para estudiar la dinámica del vórtice polar:

- 1) Es una magnitud que se conserva en movimientos adiabáticos sin rozamiento, condiciones que se satisfacen razonablemente bien en la

⁵ Acrónimo del término inglés *potential vorticity*.

estratosfera en escalas de tiempo de algunas semanas [p. ej., Hoskins *et al.* 1985], y

- 2) su gradiente es la fuerza restauradora de las ondas de Rossby. De esta manera, las ondulaciones de las isolíneas de PV pueden interpretarse como debidas a dichas ondas, y las deformaciones irreversibles a procesos de ruptura de ondas (ver sección II.3).

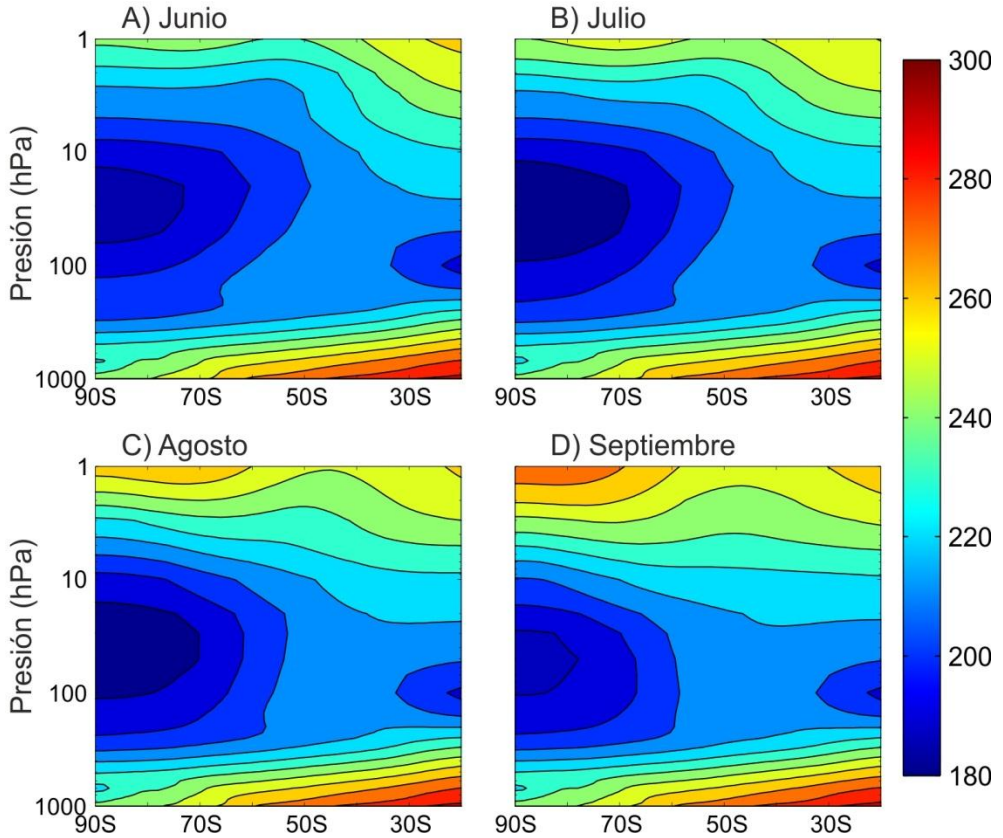


Fig. II.9: Distribución media mensual de la media zonal del viento zonal [u] en el hemisferio sur para los meses de junio, julio, agosto y septiembre del periodo 1979-2010 (Datos de ERA-Interim). El intervalo de los contornos es 10 m s^{-1} .

En niveles de temperatura potencial θ constante (i.e. isentrópicos), la PV de Ertel se define de la siguiente manera:

$$Q = -g(f + \mathbf{k} \cdot \nabla_{\theta} \times \mathbf{v})(\partial p / \partial \theta)^{-1}, \quad (\text{II.13})$$

donde Q es la PV de Ertel [Hoskins *et al.* 1985], o simplemente PV, g es la aceleración de la gravedad y \mathbf{k} es el vector unitario en la dirección vertical.

La Fig. II.8 muestra el mapa de valores medios de PV para los meses de invierno austral en un nivel de la estratosfera media ($\sim 700 \text{ K}$). Se aprecia que el

vórtice aparece como una estructura coherente casi circular con valores altos (en valor absoluto) de PV, en cuya frontera existen gradientes horizontales de PV muy pronunciados⁶ [Waugh y Polvani 2010].

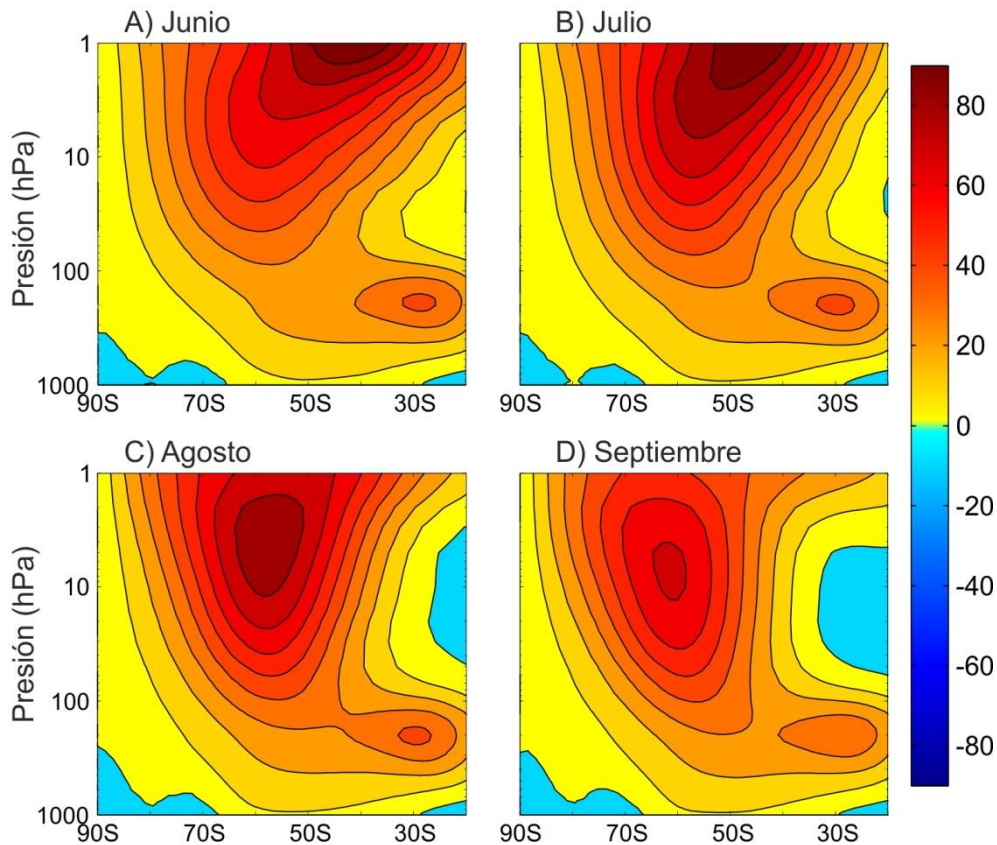


Fig. II.10: Como la Fig. II.9, pero para la temperatura media zonal. El intervalo de los contornos es 10 K.

Las Figs. II.9 y II.10 muestran perfiles medios de viento zonal [u] y temperatura [T], respectivamente, para los meses invernales de junio a septiembre con el objeto de ilustrar la evolución del vórtice durante el invierno. En junio, el chorro polar (valores máximos de [u]) está localizado alrededor de 60°S en la baja estratosfera (~ 100-70 hPa), intensificándose y desplazándose con la altura hacia latitudes más bajas hasta alcanzar 40°S en el nivel de 1 hPa (Fig. II.9a). En este mismo mes, se pueden apreciar valores muy bajos de [T] en la baja estratosfera polar y dos regiones de gradiente latitudinal intenso, una en la baja estratosfera subpolar y otra en latitudes medias en la media-alta estratosfera (Fig. II.10a). A medida que avanza el invierno austral, el máximo de viento zonal sufre

⁶ En la frontera del SPV, por tanto, se localiza tanto la corriente en chorro polar como intensos gradientes horizontales de vorticidad potencial.

un desplazamiento hacia abajo y hacia el polo (Figs. II.9b-d), mientras que el gradiente meridiano de temperatura se va debilitando en toda la estratosfera (Figs. II.10b-d). En septiembre, el núcleo del chorro ha descendido localizándose en torno a 10 hPa y el gradiente de temperatura ha desaparecido en la media-alta estratosfera (Figs. II.9d y II.10d, respectivamente). Esta descripción concuerda con el estudio observacional de Hartmann *et al.* [1984] y con los resultados de Mechoso *et al.* [1985], quienes usaron datos de cuatro años (1979-82). Precisamente, estos autores muestran que los patrones de aceleración del viento zonal ($\partial[u]/\partial t$) y de divergencia del flujo de EP son ambos dipolares (Fig. II.11), indicando el papel significativo que ejerce el forzamiento *eddy* en la evolución del vórtice recién descrita.

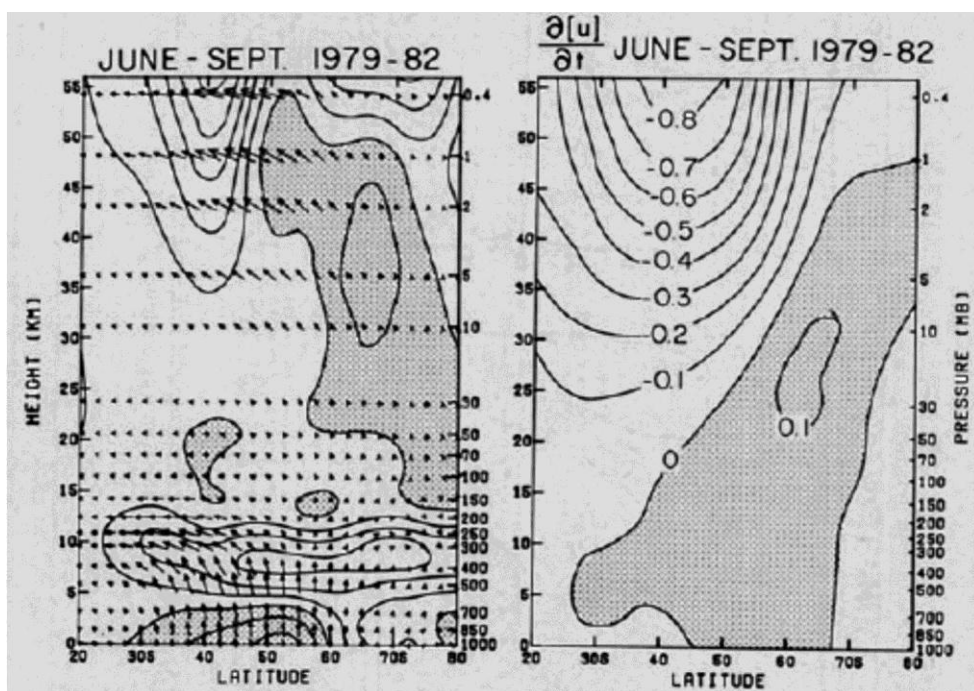


Fig. II.11: A la izquierda, flujo de Eliassen-Palm (vectores) y su divergencia (contornos, intervalos de $2 \text{ m s}^{-1} \text{ día}^{-1}$) en el HS. A la derecha, tendencia del viento zonal medio (intervalos de $0.1 \text{ m s}^{-1} \text{ día}^{-1}$) promediados desde junio a septiembre en el periodo 1979-1982. Regiones sombreadas: valores negativos. De Mechoso *et al.* [1985].

Posteriormente se han presentado estudios climatológicos tridimensionales del SPV del HS, usando herramientas sofisticadas para la identificación del vórtice, cuyos resultados concuerdan cualitativamente con los anteriormente descritos [Waugh y Randel 1999; Harvey *et al.* 2002].

b. Variabilidad del vórtice polar

Los mapas diarios de PV, como en la Fig. II.12, ofrecen un aspecto algo distinto al mapa medio (Fig. II.8). Como se ha expuesto anteriormente, las deformaciones en la estructura circular del vórtice son debidas a ondas de Rossby. La actividad ondulatoria en la estratosfera invernal presenta un claro patrón estacional, con dos picos en la amplitud de las ondas en el invierno temprano y tardío, y un periodo sin excesiva actividad entre medias [Labitzke 1980; Hirota *et al.* 1983; Randel 1988]. Este patrón estacional parece estar correlacionado con variaciones del vórtice polar relacionadas con su ciclo estacional [Scott y Haynes 2002].

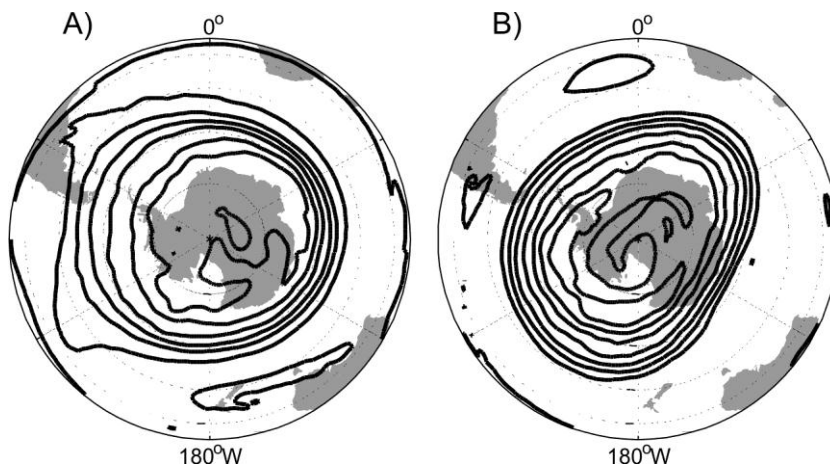


Fig. II.12: Mapas medios diarios de PV en el nivel isentrópico de 700 K para los días (a) 15 de julio de 2005, y (b) 15 de agosto de 2005. El intervalo de los contornos es de 60 PVU, desde -600 hasta -60 PVU. Proyección ortográfica, latitud menor representada: 20°S.

El papel de las ondas de Rossby en la variabilidad de la dinámica y estructura del vórtice polar invernal del HS fue intensamente estudiado durante la década de los 80. Mechoso y Hartmann [1982] investigaron la fuente de ondas planetarias estratosféricas, obteniendo que las ondas que se mueven hacia el este no presentan dependencia lineal con las de la troposfera. Sugirieron que esto puede ser debido a un desfase de la señal en ambas capas atmosféricas debido al tiempo que tardan las ondas en viajar de la troposfera a la estratosfera, sugerencia confirmada algo más tarde por Randel [1987]. En otro trabajo, Randel *et al.* [1987] realizaron un estudio de los ciclos de vida de las ondas de Rossby que se propagan verticalmente basándose en diagnósticos de interacción *eddy* – flujo medio. Sus resultados mostraron que la energía asociada a las ondas planetarias estratosféricas podía entenderse cuantitativamente en términos de propagación

vertical desde la troposfera. Por su parte, Farrara *et al.* [1992] realizaron un estudio observacional del comportamiento de las ondas planetarias al comienzo de la estación invernal, empleando además un modelo de estratosfera-mesosfera para comprobar las hipótesis planteadas. Estos autores mostraron la presencia de una alta variabilidad interanual en la circulación estratosférica, con periodos de calentamiento intenso del vórtice. Señalaron que esta variabilidad se debía a la intensidad de la onda zonal $k=1$, más que al estado medio zonal de la estratosfera.

Por otro lado y más recientemente, Scott y Polvani [2006] y Scott *et al.* [2008] han usado un modelo sólo de estratosfera con forzamiento ondulatorio desde el nivel más bajo (i.e. la tropopausa) para investigar la *variabilidad interna* de la estratosfera. Por variabilidad interna entienden aquélla que aparece como respuesta a un forzamiento no dependiente del tiempo. Estos autores han mostrado que bajo este tipo de forzamiento el flujo estratosférico evoluciona a un régimen dependiente del tiempo con oscilaciones cuasi-periódicas [Scott y Polvani 2006]. Sus resultados también sugieren que la variabilidad interna estratosférica es importante bajo forzamiento externo dependiente del tiempo [Scott *et al.* 2008], que se corresponde con el producido por el tipo de ondas que se originan en la troposfera.

c. Calentamiento final estratosférico

La transición del régimen invernal de la circulación estratosférica a las condiciones propias del verano conduce a la desaparición del SPV durante la primavera, fenómeno que recibe el nombre de *calentamiento final*. Durante este periodo de transición, el calentamiento radiativo de la estratosfera colabora con las ondas planetarias, que se propagan desde la troposfera, en decelerar el flujo estratosférico del oeste propio del vórtice invernal [Yamazaki y Mechoso 1985]. En el hemisferio sur, la circulación de gran escala durante el calentamiento final presenta características sistemáticas año tras año:

- 1) Desarrollo de un potente anticiclón sobre el océano Índico ligado a la componente del flujo con número de onda zonal uno (onda $k=1$) y con posible origen troposférico [Randel 1988].
- 2) Desplazamiento del SPV al hemisferio occidental para romperse primero en niveles altos y después en la estratosfera media/baja [Mechoso *et al.* 1988].

Mechoso [1990] proporcionó una visión tridimensional del calentamiento final en el HS, y resaltó la evolución en la estructura vertical del vórtice de cono

invertido a cono sin invertir durante la primavera austral (ver Fig. II.13). Todos estos resultados concuerdan con climatologías más recientes, como la de Harvey *et al.* [2002].

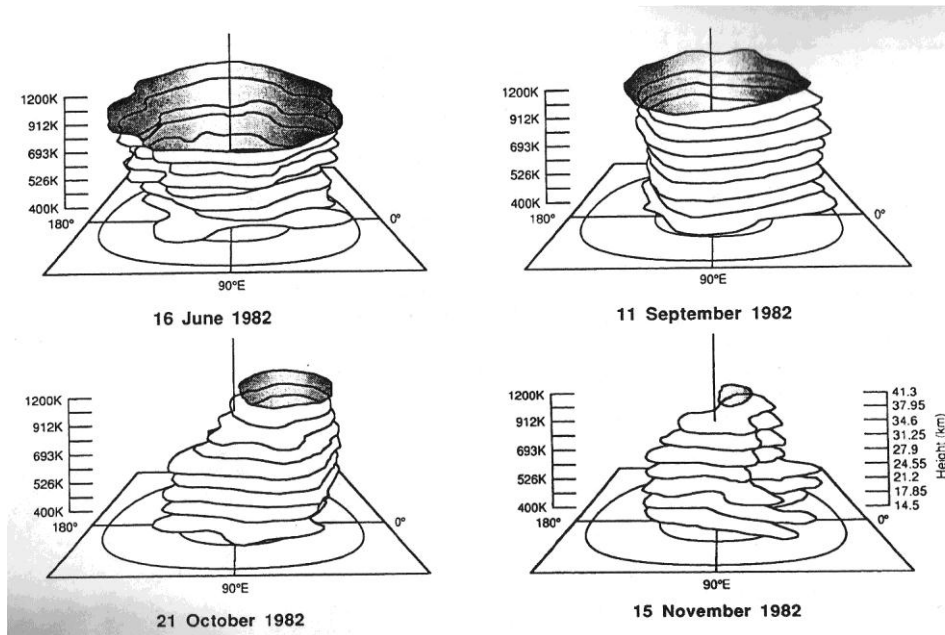


Fig. II.13: Evolución tridimensional en el tiempo del vórtice polar austral, desde el principio del invierno hasta final de la primavera de 1982. De Mechoso 1990.

La variabilidad interanual en los calentamientos finales estratosféricos viene marcada por episodios de inyección intensa de ondas planetarias desde la troposfera [Farrara y Mechoso 1986; Ayarzagüena y Serrano 2009]. A pesar de ello, la troposfera no es la única fuente de ondas que causa la intensificación de la actividad ondulatoria en la estratosfera. La amplificación de la onda 2 en la estratosfera primaveral, que en contraste con la onda 1 viaja hacia el este de manera regular, está ligada tanto a ondas propagándose desde la troposfera como a inestabilidades *in situ* en niveles estratosféricos [Manney *et al.* 1991a, 1991b]. Por otra parte, Newman [1986] clasifica los calentamientos finales en el HS en dos categorías: 1) aquéllos que ocurren en octubre acompañados por un fuerte evento ondulatorio, y 2) aquéllos que ocurren en noviembre sin que haya ocurrido ningún evento ondulatorio en octubre.

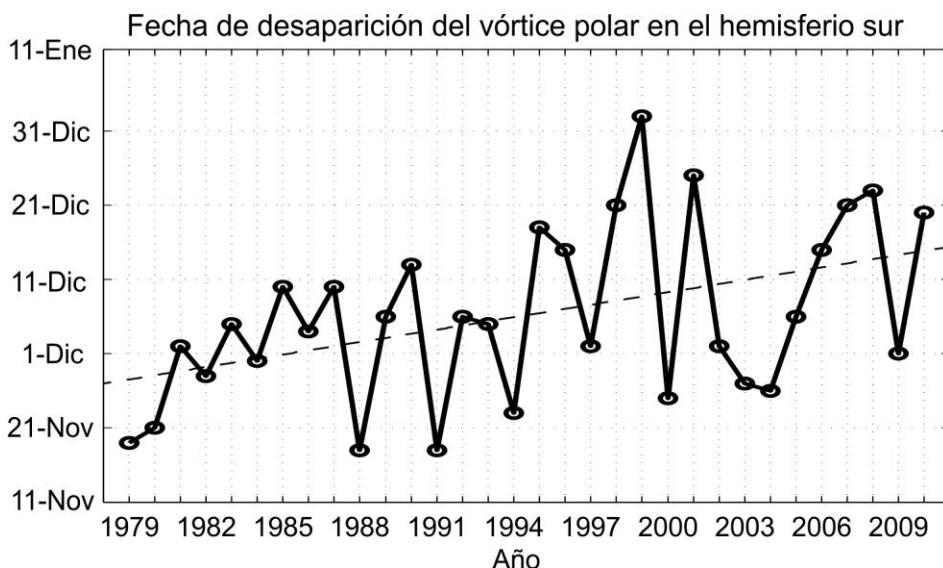


Fig. II.14: Fecha de la ruptura final del vórtice polar del hemisferio sur (en azul) y tendencia lineal por ajuste de mínimos cuadrados (línea discontinua). Las fechas han sido calculadas siguiendo el criterio de Black y McDaniel [2007]. Datos de ERA-Interim.

La Fig. II.14 muestra la fecha final (ver pie de figura) de desaparición del vórtice polar austral y su tendencia lineal. Existe variabilidad interanual en la fecha de desaparición del SPV, pero a la vez se aprecia una tendencia hacia fechas más tardías en primavera. Estudios usando modelos climáticos con química acoplada indican que la tendencia en la fecha de la ruptura del vórtice austral puede ser debido, en parte, al forzamiento dinámico que produce la destrucción de ozono dentro del SPV en estas fechas [Akiyoshi *et al.* 2009; Hurwitz *et al.* 2010].

Por otra parte, esta tendencia de retraso en la fecha de la ruptura del vórtice puede tener implicaciones en el acoplamiento estratosfera-troposfera del HS y por tanto, en el clima en superficie. Harnik *et al.* [2011] realizan un estudio observacional de los cambios decadales en la reflexión de ondas troposféricas en la estratosfera. Sus resultados muestran que la configuración del flujo estratosférico que favorece el acoplamiento de ambas capas atmosféricas mediante la onda zonal $k=1$ presenta una tendencia a persistir más tiempo, consistente con el retraso de la desaparición del vórtice.

Durante el lento proceso de calentamiento final estratosférico en la primavera austral es cuando se desarrolla el “agujero de ozono antártico” dentro del vórtice polar (ver sección II.3). La presente Tesis Doctoral se centra en el estudio del transporte isentrópico de materia durante este periodo, con implicaciones en el mencionado fenómeno [p. ej., Sato *et al.* 2009].

3. Transporte isentrópico de aire en el vórtice polar estratosférico antártico

Lejos de fuentes y sumideros, la distribución de *trazadores*⁷ en la estratosfera viene determinada en gran medida por el modo en que se transportan las masas de aire. Mientras que el transporte asociado a la circulación meridiana residual actúa aumentando el gradiente latitudinal de los trazadores en superficies isentrópicas, el transporte y mezcla isentrópicos reducen e incluso eliminan esos gradientes. El balance entre estos dos procesos determina la pendiente de las isopleas de los trazadores [p. ej. Plumb 2007; Shepherd 2007].

En la estratosfera extratropical durante el invierno y la primavera, la ruptura de ondas planetarias o de Rossby (RWB⁸) juega un papel substancial en el transporte y la mezcla isentrópica de materia [Shepherd 2007]. En la presente sección se aborda este tema, así como la naturaleza de la frontera del vórtice polar (i.e. la corriente en chorro) como barrera al transporte. Por último, se revisarán brevemente las implicaciones de estos fenómenos en la formación y destrucción estacional del “agujero de ozono antártico”.

a. Transporte isentrópico de aire: Ruptura de ondas de Rossby

Para entender cómo la RWB está relacionada con el transporte y la mezcla isentrópica a gran escalan de masas de aire, pondremos un sencillo ejemplo basándonos en la teoría lineal de ondas superpuestas a un flujo básico zonal que sea sólo función de la latitud ($u=[u(y)]$, $v=0$), muy parecido al de la sección II.1.b. Bajo esta configuración de flujo básico, en ausencia de ondas las isopleas de los trazadores estarían dispuestas en círculos de latitud. Si añadimos una componente ondulatoria al flujo del tipo

$$\psi^* = Ae^{i(kx - \omega t)} \quad (\text{II.14})$$

las componentes del viento serían:

$$u=[u], \quad v=v^* \quad (\text{II.15})$$

⁷ Un *trazador* puede definirse como una propiedad de una parcela de aire que la “etiqueta” o caracteriza debido a que esa propiedad se conserva a lo largo del movimiento de la parcela. Así, es posible seguir el movimiento de las masas de aire siguiendo los trazadores. Ejemplos de trazadores son la PV (trazador dinámico) o especies químicas como el N₂O y el CH₄ (trazadores químicos).

⁸ Acrónimo del término inglés *Rossby wave breaking*.

ya que $u^* = -\partial\psi^*/\partial y = 0$ y $v^* = \partial\psi^*/\partial x \sim e^{i(kx - \omega t)}$.

La presencia de ondas planetarias distorsiona la configuración de isolíneas de los trazadores, los cuales presentan una estructura ondulatoria, y las parcelas de aire describen trayectorias oscilantes alrededor de una latitud de referencia. Cuando las ondas se propagan en una región donde la velocidad de fase de las ondas iguala a la del flujo básico ($c=[u]$, i.e. línea crítica), las parcelas de aire permanecen estacionarias con respecto a la fase de la onda y la componente latitudinal de la velocidad que las advecta permanece constante en su trayectoria. Así pues, su desplazamiento con respecto a la latitud de referencia aumenta sistemáticamente con el tiempo y se produce, por tanto, un transporte latitudinal irreversible de la parcela de aire. Se dice que las parcelas ‘surfean’ en la dirección meridiana en un proceso de ruptura de la onda de Rossby [McIntyre y Palmer 1983]. En esta situación de ruptura de ondas los contornos de los trazadores se pliegan sobre sí mismos, y se acaban formando filamentos debido a la cizalla y la deformación del flujo. La Fig. II.15 muestra el campo de PV (cuyos contornos son líneas materiales si el flujo es suficientemente conservativo) en la baja estratosfera para dos días de la primavera de 2005, donde se aprecia la presencia de estos filamentos en la periferia exterior del SPV asociada a RWB (flechas rojas). Estos filamentos continúan estirándose hasta que finalmente pierden su identidad mezclándose con sus alrededores debido a algún proceso difusivo de pequeña escala.

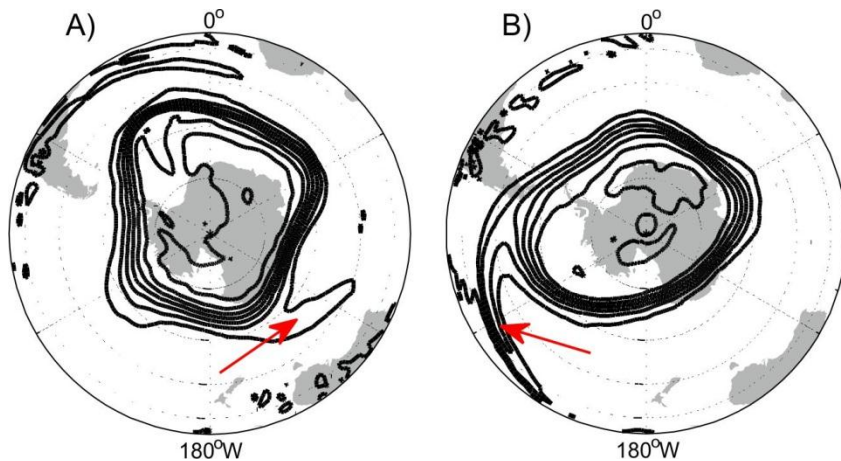


Fig. II.15: Mapas medios diarios de PV en el nivel isentrópico de 475 K para los días (a) 15 de octubre de 2005, y (b) 30 de octubre de 2005. El intervalo de los contornos es de 5 PVU, desde -70 hasta -10 PVU. Las flechas rojas indican la localización de lenguas de PV eyectadas desde el vórtice a latitudes medias. Proyección ortográfica, latitud menor representada: 20°S.

Para describir la región del flujo donde las ondas rompen hace falta incluir términos (disipativos y no-lineales) que se han despreciado en la ecuación de propagación de las ondas [ec. (II.3)], lo que lleva a la descripción de una *capa crítica* [p. ej., Haynes 2003]. Las estructuras características de esta capa son *eddies* cerrados delimitados por puntos de estancamiento del flujo, conformando una estructura conocida como “ojos de gato”. La Fig. II.16 muestra una representación esquemática de la capa crítica en una superficie horizontal dada. Los filamentos de PV (y de otros trazadores) generados por la RWB se estiran y se pliegan alrededor de dichos *eddies* (Fig. II.17), lo que lleva a una redistribución de vorticidad potencial. Esta redistribución es responsable de la absorción de las ondas en la capa crítica, hecho que puede deducirse también de la conocida relación entre el flujo *eddy* latitudinal de PV cuasi-geostrófica y la divergencia del flujo de EP:

$$[v^*q^*] = \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot \mathbf{F}, \quad (\text{II.16})$$

En la situación media en la que el gradiente de PV del estado básico tiene signo positivo (i.e. la PV disminuye hacia el polo sur, Fig. II.18), un flujo contragradiante de PV en la capa crítica tiene signo negativo ($[v^*q^*] < 0$). Por tanto, \mathbf{F} es convergente, lo que se corresponde con disipación de actividad *eddy* en la capa crítica.

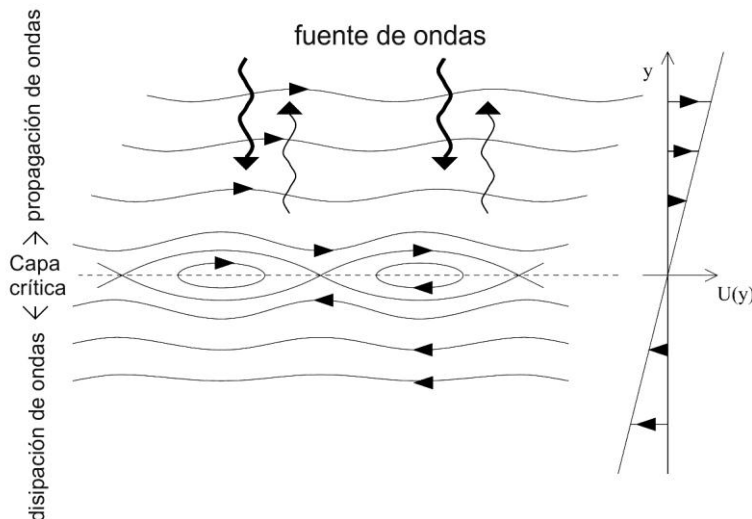


Fig. II.16: Esquema de las líneas de corriente en la capa crítica de ondas de Rossby estacionarias (velocidad de fase $c=0$), donde pueden verse los eddies anticiclónicos cerrados separados por puntos de estancamiento del flujo. De Haynes [2003].

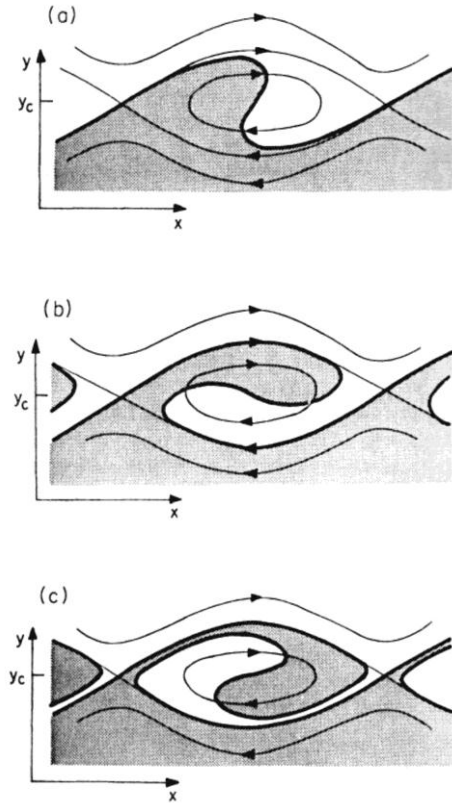


Fig. II.17: Secuencia de la redistribución de la vorticidad potencial (PV) en la capa crítica. Se aprecia cómo los contornos de PV (líneas gruesas) se distorsionan y enrollan alrededor de los *eddies* cerrados (líneas finas) característicos de esta capa. De Andrews *et al.* [1987].

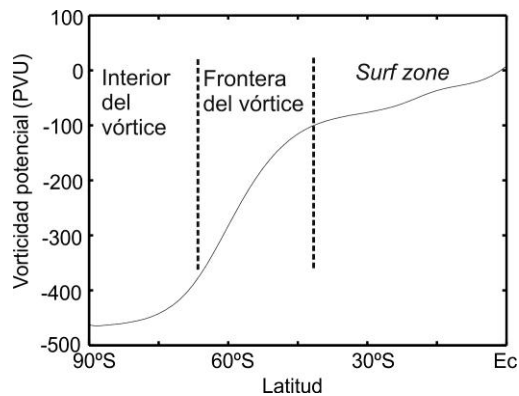


Fig. II.18: Distribución latitudinal de vorticidad potencial media zonal en 700 K en JJA para el periodo 1979-2010. Datos de ERA-Interim

De la descripción matemática de la capa crítica en modelos simplificados, se obtiene que su anchura es pequeña y proporcional a la amplitud de la onda que rompe [Stewartson 1978; Warn y Warn 1978]. En la estratosfera real, sin embargo, la capa crítica se manifiesta como una amplia región en latitudes medias de la estratosfera invernal y primaveral (denominada *surf zone*⁹), delimitada por el SPV en latitudes altas y por el chorro subtropical en latitudes bajas [McIntyre y Palmer 1984]. En la *surf zone* el gradiente meridiano medio de vorticidad potencial (y de trazadores químicos como el N₂O y CH₄) es muy pequeño debido a la mezcla isentrópica provocada por la RWB (Fig. II.18). La ruptura de ondas planetarias, además de originar transporte y mezcla en la *surf zone*, erosiona el SPV mediante la formación de filamentos de vorticidad potencial en superficies isentrópicas [McIntyre y Palmer 1983; Polvani y Plumb 1992; Waugh 1993; Waugh *et al.* 1994; Abatzoglou y Magnusdottir 2007]. A su vez, esta filamentación regenera los gradientes de PV que definen la frontera del vórtice.

La ruptura de ondas planetarias no sólo ocurre en la *surf zone* sino también dentro del vórtice estratosférico austral. Hitchman y Huesmann [2007] hacen una climatología de RWB usando datos de reanálisis, que muestra rasgos significativos a ambos lados del chorro polar en invierno y primavera. En la estratosfera boreal no es extraño encontrar velocidades en el chorro polar iguales a las de la velocidad de fase de las ondas presentes. De esta manera, la RWB puede ser lo suficientemente intensa como para producir intrusiones de aire desde latitudes medias hasta el interior del SPV [Plumb *et al.* 1994], eyección de aire fuera del SPV [Waugh *et al.* 1994], e incluso la ruptura en dos del vórtice polar durante eventos de *calentamientos mayores* [p. ej. McIntyre 1982; Ayarzagüena *et al.* 2011]. En la estratosfera austral, sin embargo, el vórtice polar es más intenso que en el boreal y no hay ondas con velocidades de fase tan altas para igualar las velocidades máximas del chorro. La deformación irreversible de contornos de PV debido a RWB a ambos lados del chorro ocurre por separado, y por tanto el transporte a través de la frontera del vórtice es muy escasa [Jukes y McIntyre 1987; Hartmann *et al.* 1989; Bowman 1993a, 1993b; Chen 1994; Öllers *et al.* 2002].

Diversos estudios usando modelos numéricos abordan la ruptura de ondas de Rossby en la estratosfera polar. Jukes y McIntyre [1987] y Polvani y Plumb [1992] hacen uso de modelos barotrópicos y encuentran que la filamentación de contornos de PV es más frecuente fuera del vórtice que dentro. Atribuyen esta característica a la asimetría en la *tasa de deformación* del flujo básico a un lado y a otro del chorro. En un estudio de ruptura de ondas en la estratosfera usando un

⁹ Término inglés cuya traducción sería “zona de surf”. Se emplea este término por analogía a las olas del mar cuando rompen [McIntyre y Palmer 1984].

modelo de aguas someras, Nakamura y Plumb [1994] indican que existen capas críticas a ambos lados del vórtice. Argumentan que la ruptura de ondas hacia fuera del SPV es más frecuente debido a que la latitud crítica en latitudes medias se encuentra más cerca del chorro polar que la latitud crítica en el interior del vórtice. Mizuta y Yoden [2001] investigan la mezcla caótica y barreras al transporte en el SPV mediante simulaciones de un chorro polar inestable en un modelo barotrópico. Sus resultados muestran la existencia de regiones aisladas en el interior del SPV cuyo aire no se mezcla con el resto, rodeando el núcleo del vórtice. Estos autores explican la existencia de estas regiones en términos de capas críticas (puntos de estancamiento y estructuras de “ojos de gato”) mediante descomposición del flujo en sus componentes zonales.

A pesar de los avances logrados en las últimas dos décadas sobre el entendimiento y caracterización del transporte en el SPV y de los procesos dinámicos involucrados, todavía existen cuestiones abiertas sobre el papel de la ruptura de ondas planetarias en la cara interna del chorro polar en la mezcla de aire a gran escala. Así pues, una mayor profundización en estos aspectos aportaría luz al transporte que tiene lugar entre el núcleo del vórtice, el chorro polar y la *surf zone*, aspectos abordados en esta Tesis Doctoral.

b. La frontera del vórtice polar: una barrera para el transporte de materia

A principios de los años noventa, los estudios observacionales no habían conducido a un claro consenso acerca del transporte y mezcla horizontal del aire a través de la frontera del vórtice polar estratosférico, región donde se encuentran el chorro polar y los intensos gradientes de vorticidad potencial. Por un lado, algunos resultados mostraban que el vórtice austral mantenía aislado el aire en su interior de manera efectiva [Hartmann *et al.* 1989; Schoeberl *et al.* 1989, 1992]. Por otro lado, ciertos estudios evidenciaban que el aire dentro del SPV se mezclaba continuamente con el aire del exterior debido a perturbaciones de gran escala [Tuck 1989; Profitt *et al.* 1989]. Sin embargo, la teoría y los resultados proporcionados por modelos numéricos sencillos apoyaban la hipótesis del aislamiento de la masas en el interior del vórtice [Jukes y McIntyre 1987; Hartmann *et al.* 1989; McIntyre 1989; Salby *et al.* 1990; Polvani y Plumb 1992; Bowman 1993a, 1993b; Bowman y Chen 1994; Chen 1994; Chen *et al.* 1994; Norton 1994], hipótesis que se mantiene como válida hoy día.

En particular, Chen [1994] investigó la permeabilidad del SPV durante el invierno-primavera austral del año 1993. Según sus resultados, el aislamiento del vórtice aumenta con la altura, y no hay transporte a través de la frontera por encima del nivel de 425K. En otro trabajo, Chen *et al.* [1994] midieron el alargamiento de las líneas materiales con el tiempo en la estratosfera media durante el invierno de 1992 usando la técnica de *advección de contornos* [Dritschel 1989; Norton 1994; Waugh y Plumb 1994]. Sus resultados describen mayor mezcla de aire a ambos lados del chorro que en la frontera del SPV. En un estudio de procesos de mezcla en el chorro polar para el año 1992, Pierce *et al.* [1994] encontraron una barrera al transporte en una posición ligeramente hacia el polo respecto al máximo de velocidad del viento. Más recientemente, basándose en resultados obtenidos con un modelo tridimensional de transporte, Li *et al.* [2002] sugirieron que la cantidad de aire transportada horizontalmente hacia fuera del SPV es muy inferior a la que desciende verticalmente a la troposfera.

El vórtice aísla el aire en su interior mediante una barrera conocida como la “barrera de PV” [Juckes y McIntyre 1987; Dritschel y McIntyre 2008; McIntyre 2008]. Se basa en que la formación de filamentos de las isolíneas de PV es mucho menor en regiones donde existen gradientes fuertes de este campo – como ocurre en la frontera del SPV – que en regiones con gradientes débiles [Shepherd 1988]. Esto significa que la ruptura de ondas está inhibida en la frontera del SPV y, por tanto, se impide el transporte y la mezcla isentrópica a gran escala.

Por otro lado, trabajos recientes [Rypina *et al.* 2007a, 2007b; Beron-Vera *et al.* 2008, 2010, 2012] proponen una justificación alternativa para la barrera al transporte ligada al chorro polar, basándose en desarrollos recientes en el área de los sistemas dinámicos. Llamen a este mecanismo “estabilidad fuerte de KAM”, y se fundamenta en la existencia de un toroide invariante de Kolmogorov-Arnold-Moser (KAM) que se mantiene en un sistema perturbado. Las trayectorias no-caóticas que describen las parcelas de aire dentro del toroide constituyen la barrera al transporte. Estos autores destacan que este mecanismo también es capaz de explicar las barreras al transporte de materia que se forman en los chorros del este subtropicales, regiones donde la “barrera de PV” no es capaz de explicarlo por no haber fuertes gradientes de PV en estos chorros. De esta manera, las barreras al transporte estarían ligadas a chorros de viento zonal, independientemente del sentido del viento, en vez de a fuertes gradientes de vorticidad potencial.

El transporte isentrópico de masas de aire a través de esta barrera constituye, por tanto, un gran desafío. Mientras que por un lado un elevado número de estudios muestran la efectividad de dicha barrera, por otro lado el

posible “goteo” de masa a través de ella puede tener consecuencias relevantes en la evolución estacional del agujero de ozono [p. ej. Sato *et al.* 2009].

c. Algunas consideraciones sobre el agujero de ozono antártico

Como ya se ha indicado en el Capítulo I, una de las características más importante de la estratosfera del hemisferio sur es la formación del agujero de ozono. Éste consiste en una disminución acusada del contenido de ozono estratosférico que ocurre en la baja estratosfera sobre la Antártida cada primavera, observada desde los años setenta [Chubachi 1984; Farman *et al.* 1985]. La teoría que explica esta rápida destrucción de ozono fue propuesta en una serie de artículos [McElroy *et al.* 1986; Solomon *et al.* 1986; Molina y Molina 1987]. Básicamente, se basa en que las reacciones de destrucción de ozono ocurren en la superficie de las partículas que conforman las nubes polares estratosféricas, que a su vez se forman debido a las gélidas temperaturas del vórtice polar antártico que alcanzan valores por debajo del umbral para su formación ($T = -78^{\circ}\text{C}$). Las nubes estratosféricas convierten compuestos clorados no reactivos en altamente reactivos, que destruyen ozono a una velocidad muy alta al llegar los rayos solares en la primavera austral. Según esta teoría, el factor principal de la paulatina desaparición de ozono en la Antártida es el rápido aumento de CFCs¹⁰ en la atmósfera entre 1970 y 1995, debido a la acción del hombre. Newman [2010] y Fahey y Hegglin [2011] hacen una revisión exhaustiva sobre la dinámica y la química del agujero de ozono.

Desde principios de los años noventa se conoce que las condiciones térmicas necesarias para la formación de nubes polares estratosféricas se satisfacen en el interior del vórtice polar antártico gracias al aislamiento dinámico de las masas de aire que proporciona la frontera del SPV durante el invierno austral [p. ej. Schoeberl y Hartmann 1991]. En la Fig. II.19 se puede apreciar que la distribución espacial de los valores mínimos de O_3 en el nivel de 475K coincide con la disposición del vórtice polar para ese mismo día.

Los primeros estudios sobre la relación entre la variabilidad del vórtice polar y del ozono estratosféricos en la primavera antártica ya captaron que el patrón espacial de ozono se correlacionaba casi perfectamente con los cambios en la temperatura, y que la onda zonal $k=1$ jugaba un papel relevante en esta variabilidad [p. ej., Newman y Randel 1988]. Más recientemente, Huck *et al.*

¹⁰ Acrónimo de cloro-fluoro-carbuos.

[2005], en un estudio observacional, encontraron que la mayor parte de la variabilidad interanual de la disminución de ozono antártico es debida a la actividad *eddy* en latitudes medias y la temperatura en el polo sur. Por su parte, Newman *et al.* [2004] demostraron cuantitativamente que el tamaño del agujero de ozono es sensible a las tendencias de cloro, y de manera secundaria a variaciones anuales de las temperaturas alrededor de la frontera del vórtice polar. Éstas, a su vez, dependen del forzamiento *eddy* en la estratosfera. Estos autores añaden que la lenta disminución en el tamaño del agujero debido a la paulatina reducción de las sustancias destructoras de ozono se verá: 1) enmascarada por las variaciones interanuales del forzamiento dinámico, y 2) retrasada por el efecto de enfriamiento de los gases de efecto invernadero.

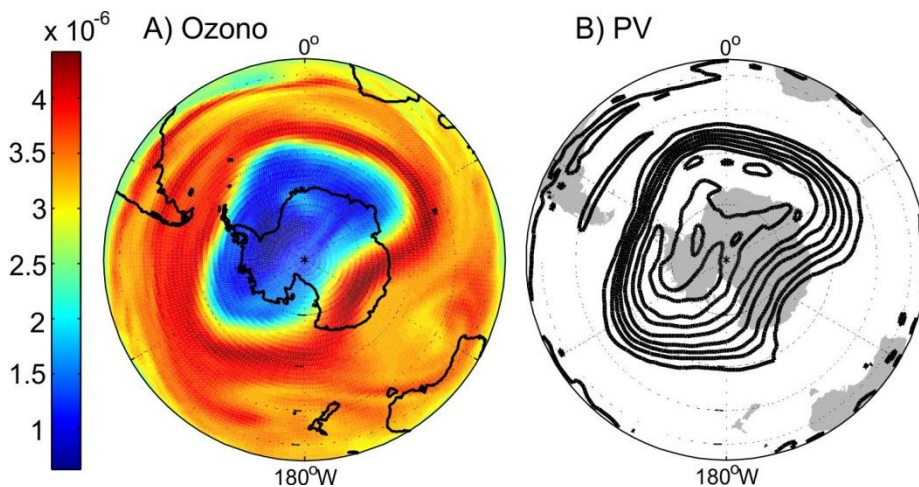


Fig. II.19: Mapas medios diarios de (a) proporción de mezcla de ozono (kg kg^{-1}) y (b) vorticidad potencial (contornos cada 5 PVU, desde -70 hasta -10 PVU), en el nivel de 475 K el día 15 de octubre de 2010. Proyección ortográfica, latitud menor representada: 20°S.

Las diferencias locales en las propiedades de transporte y mezcla del aire tienen impacto en la formación del agujero de ozono antártico. Lee *et al.* [2001] usaron un modelo tridimensional de transporte con química y mostraron que se destruye más ozono en la frontera del vórtice (en el chorro polar) hasta mediados de septiembre debido a la escasa mezcla isentrópica de materia en esta región. Mariotti *et al.* [2000] examinaron el “collar” de ozono (i.e. la banda de valores máximos de proporción de mezcla de O_3 que rodea al agujero de ozono). Argumentaron que, mientras los procesos de RWB en la periferia del vórtice se encargan de dispersar el ozono hacia latitudes medias, el transporte asociado al descenso diabático es el responsable de mantener constantes las concentraciones locales de ozono.

4. Transporte lagrangiano desde la perspectiva de los sistemas dinámicos

La teoría de los sistemas dinámicos [Wiggins 1992; Samelson y Wiggins 2006] proporciona un marco adecuado para describir los procesos de transporte, y en particular es aplicable al estudio del transporte horizontal en el SPV. En el marco de esta teoría se definen distintas *herramientas lagrangianas*, que son útiles para describir el transporte de materia. En esta perspectiva la evolución de las parcelas de fluido se aproxima mediante la ecuación:

$$\frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} = \mathbf{v}(t, \mathbf{x}), \quad (\text{II.17})$$

donde $\mathbf{x}(t)$ representa la trayectoria de una parcela de aire, y $\mathbf{v}(t, \mathbf{x})$ es el campo de velocidades que en general depende de las coordenadas espacio-temporales. La aproximación dada por la ec. (II.17) es válida si se asume que no existe difusión y que las parcelas de aire son un escalar pasivo que no altera el campo de velocidades. Las soluciones al sistema (II.17) se representan en el espacio de fases (en nuestro caso, el espacio físico); en esta proyección se buscan objetos geométricos que permitan una descripción cualitativa de la evolución de dichas trayectorias.

Para ilustrar esta aproximación partimos de ejemplos sencillos, y terminamos describiendo su implementación en el caso de un flujo complejo como es la atmósfera.

a. Transporte en sistemas autónomos

El primer ejemplo que se expone es el caso en el que el campo de velocidades \mathbf{v} en la ec. (II.17) es independiente del tiempo ($\mathbf{v} = \mathbf{v}(\mathbf{x})$; i.e. un sistema autónomo), como el representado en la Fig. II.20, que se corresponde con la estructura “ojos de gato”. En la Fig. II.20 también se representan la posición inicial de tres parcelas (círculos coloreados) originalmente próximas entre sí. Las líneas coloreadas representan las trayectorias recorridas por estas parcelas en el mismo intervalo temporal, que acaban siendo muy distintas. Como se ve, a pesar de ser un campo de velocidades suave y estacionario, el movimiento de las parcelas del fluido puede llegar a ser bastante diferente.

Una herramienta muy útil para entender la evolución de las parcelas de fluido en sistemas autónomos son los *puntos de equilibrio*, que son aquéllos

puntos que cumplen $\mathbf{v}(\mathbf{x})=0$. Si una parcela se encuentra en la posición de un punto de equilibrio, no se moverá de allí. En particular, nos interesan los puntos de equilibrio *hiperbólicos*. Un punto de equilibrio es hiperbólico si el campo de velocidades linealizado en torno a él tiene dos soluciones linealmente independientes, una que en tiempo tendiendo a menos infinito se acerca exponencialmente a él en una dirección que llamamos inestable, y otra que en tiempo más infinito se acerca exponencialmente hacia él en la dirección que llamamos estable (ver Fig II.21). La *variedad inestable* de un punto de equilibrio hiperbólico está formada por el conjunto de trayectorias (i.e. sucesivas posiciones de parcelas de fluido) que en tiempo menos infinito se acercan asintóticamente al punto de equilibrio. La *variedad estable* está formada por el conjunto de trayectorias que en tiempo más infinito se acercan asintóticamente al punto de equilibrio.

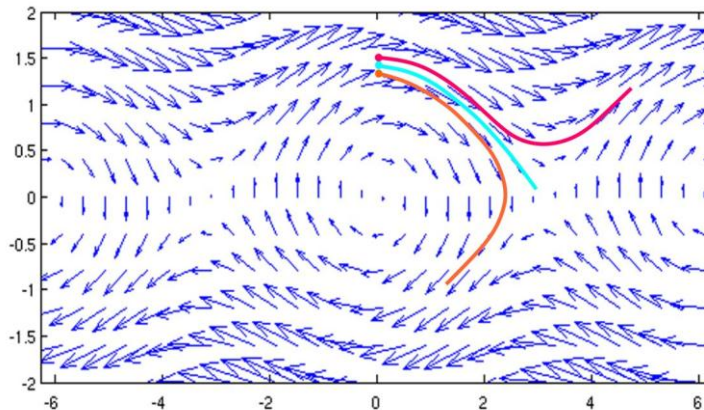


Fig. II.20: Campo bidimensional de velocidades constante en el tiempo (vectores). Los círculos coloreados representan la posición inicial de tres parcelas de fluido. Las correspondientes líneas coloreadas representan las trayectorias seguidas por esas parcelas durante un determinado intervalo temporal.

La Fig. II.22 muestra los puntos de equilibrio hiperbólicos (puntos verdes) del campo de velocidades de la Fig II.20, junto con sus variedades estables e inestables. Las variedades configuran objetos geométricos en el espacio de fases que ayudan a entender el movimiento de las parcelas de aire: éstas, aunque próximas inicialmente, se encuentran en regiones del fluido separadas por las variedades, por lo que sus trayectorias son cualitativamente diferentes. La parcela de aire marcada por la trayectoria roja, evoluciona encerrada en el remolino, del que no puede salir, mientras que la partícula en magenta no penetra en ninguno de los remolinos. Las variedades, que están formadas por trayectorias,

constituyen barreras al transporte, por lo que las parcelas no las cruzan ya que de otro modo se violaría la existencia y unicidad de las soluciones del sistema de ecuaciones (II.17). El punto de divergencia o de separación entre las trayectorias es el punto de equilibrio hiperbólico. Conocer los puntos de equilibrio hiperbólicos y sus variedades estables e inestables es, por tanto, útil para construir un esqueleto geométrico que ayuda a conocer a golpe de vista cómo evolucionan muchas condiciones iniciales en un campo de vectores independiente del tiempo.

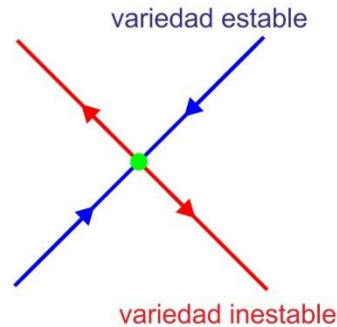


Fig. II.21: Esquema del punto de equilibrio hiperbólico (círculo verde) en un sistema autónomo $\mathbf{v} = \mathbf{v}(\mathbf{x})$, y sus variedades estable (azul) e inestable (rojo). Las flechas indican la dirección en la que se desplazan las parcelas de fluido situadas sobre las variedades.

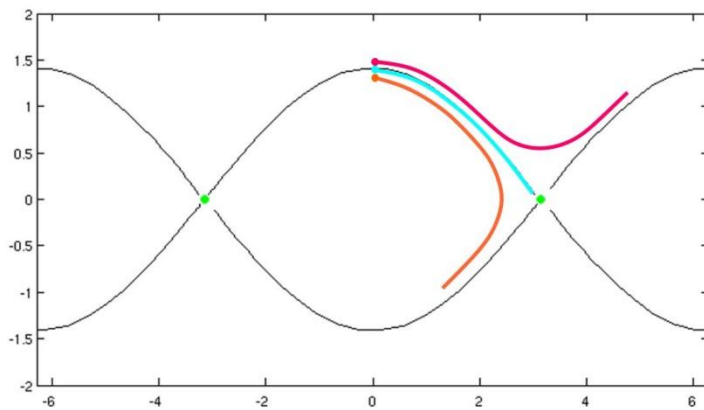


Fig. II.22: Puntos de equilibrio (círculos verdes) y sus variedades (líneas negras) del campo de velocidades de la Fig. II.20. Además, se muestran las mismas parcelas de aire y trayectorias correspondientes que en la Fig. II.20.

Esta visión es alternativa y complementaria a la que proporcionan otras aproximaciones usadas en la comunidad científica de dinámica atmosférica, que se centran más en el estudio de las deformaciones que experimenta la distribución de un *trazador* (escalar pasivo en este contexto) en un campo de

velocidades. Así por ejemplo técnicas como el *Reverse Domain Filling* (RDF) describen el transporte en campos de velocidades como el de la Fig. II.20, mediante resultados como los proporcionados en la Fig. II.17. En nuestro contexto la elongación del trazador se interpreta por la presencia del punto hiperbólico, y el confinamiento de parte de él en el interior del remolino se produce porque no puede salir de él.

b. Transporte en sistemas dependientes del tiempo de manera periódica

El segundo ejemplo que se presenta es el caso en el que el campo de velocidades \mathbf{v} en la ec. (II.17) depende del tiempo de manera periódica: $\mathbf{v}(t, \mathbf{x}) = \mathbf{v}(t+T, \mathbf{x})$, siendo T el periodo. Los puntos de estancamiento instantáneos del flujo (aquellos con $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = 0$ en cada instante de tiempo) no son solución de la ec. (II.17) – i.e. no siguen una trayectoria –, y por tanto no son útiles para el estudio del transporte en sistemas periódicos. Las trayectorias que generalizan la idea de puntos de equilibrio en sistemas autónomos a sistemas periódicos son las *trayectorias hiperbólicas periódicas*, las cuales en general no coinciden con los puntos instantáneos de estancamiento.

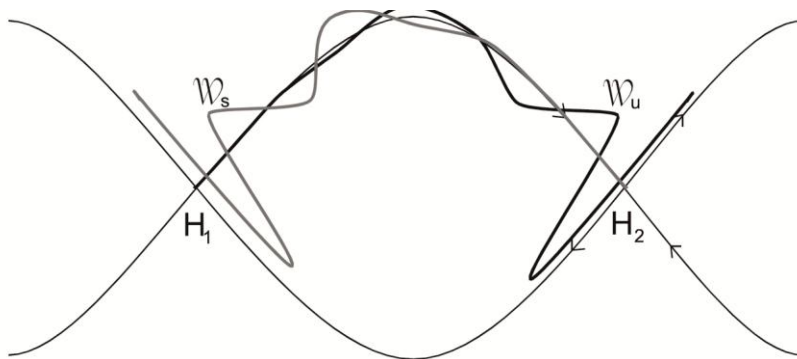


Fig. II.23: Trayectorias hiperbólicas (H_1 y H_2) y sus variedades estable (W_s , línea gris trazo grueso) e inestable (W_u , línea negra trazo grueso) en la estructura “ojos de gato” para el caso periódico, superpuesta a la disposición de variedades (líneas negras trazo fino) para el caso autónomo (como en la Fig. II.22).

En la Fig. II.23 se representa la disposición, para un instante concreto, de trayectorias hiperbólicas (H_1 y H_2) y sus variedades estable (W_s) e inestable (W_u) en la estructura “ojos de gato” para el caso periódico, superpuesta a la disposición

de variedades (líneas de trazo fino) para el caso autónomo (igual que en la Fig. II.22). Las variedades estables e inestables de las trayectorias hiperbólicas siguen siendo barreras al transporte pues las parcelas no las cruzan, pero en este caso: 1) evolucionan en el tiempo y, 2) se cruzan varias veces entre sí, como vemos en la Fig. II.23, formando *lóbulos* que al evolucionar transportan parcelas de fluido en su interior.

Por tanto, mientras que en el caso autónomo no hay transporte de materia hacia dentro o fuera de los *eddies* puesto que estos están delimitados por las variedades (Figs. II.20-22), en el caso en el que el sistema está perturbado periódicamente en el tiempo sí que hay transporte de materia, en particular, de la materia encerrada en los *lóbulos*.

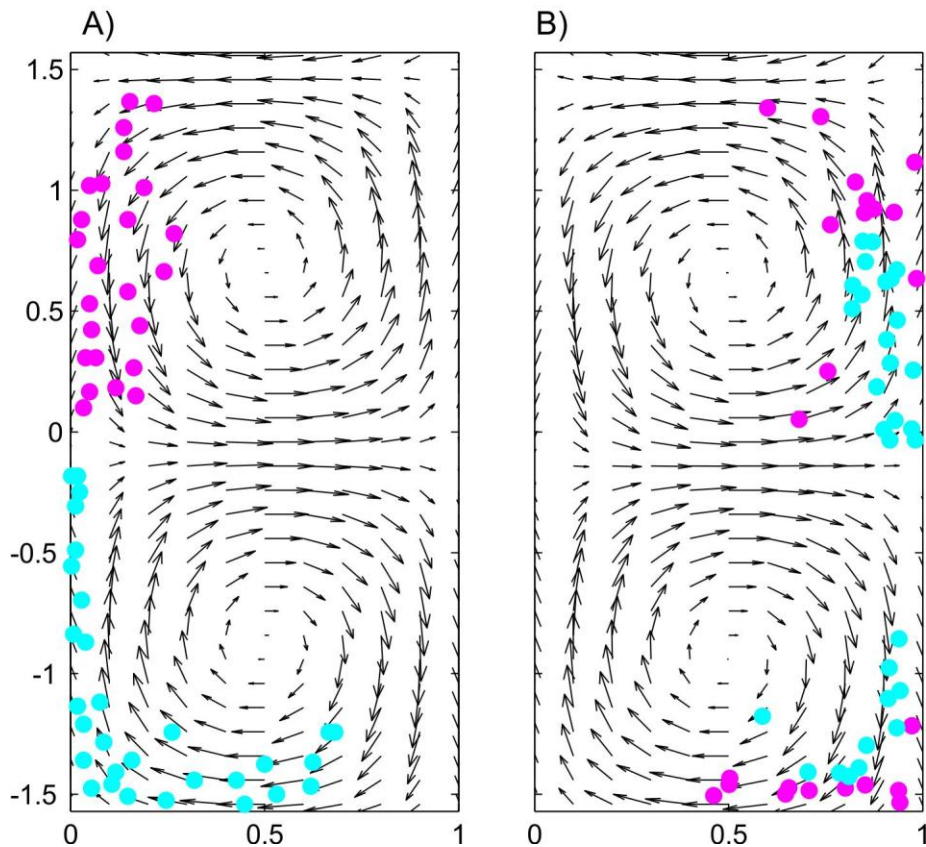


Fig. II.24: Campo bidimensional para dos momentos distintos (a y b) de un campo de velocidades (vectores) que varía con el tiempo de manera periódica. Una corriente en chorro está situada alrededor del eje de abscisas. La figura muestra la posición (a) inicial y (b) final de unas parcelas de fluido situadas al azar a un lado y a otro del chorro. Se aprecia que sin ayuda de las trayectorias hiperbólicas y sus variedades no es posible distinguir qué parcelas cruzarán al otro lado del chorro.

Para entender cómo los lóbulos transportan parcelas de fluido, analicemos el ejemplo que se muestra en la Fig. II.24a, donde aparece un campo de velocidades periódico para un instante t , cuya configuración se repetirá cada periodo T . Como puede apreciarse, el campo de velocidades presenta un chorro en la dirección de las abscisas, y el problema que se plantea es entender el transporte de parcelas de fluido (círculos magenta y cyan) a través de ese chorro. Como se aprecia en la Fig. II.24, a priori no se dispone de ninguna pista acerca de qué parcelas inicialmente a cada lado del chorro (Fig. II.24a) acabará por cruzarlo (Fig. II.24b).

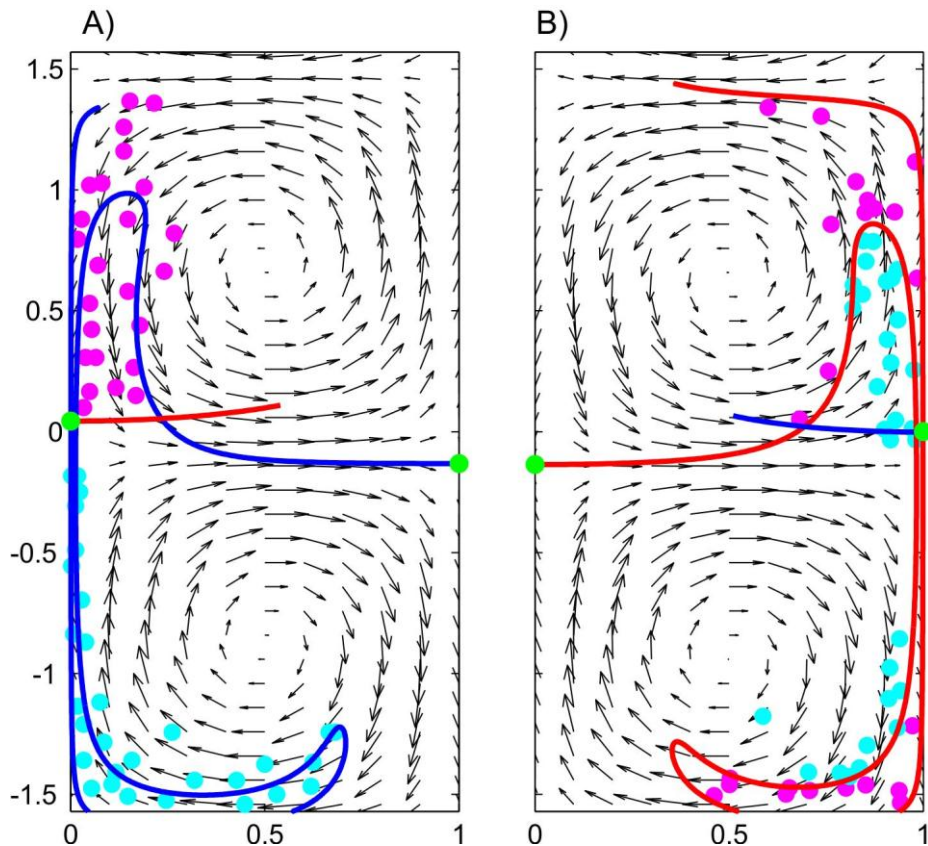


Fig. II.25: Igual que Fig. II.24, superponiendo las variedades estable (línea azul) e inestable (línea roja) de las trayectorias hiperbólicas. Los círculos verdes indican la posición de dos parcelas de fluido sobre dos trayectorias hiperbólicas diferentes en los dos instantes de tiempo representados. Sólo las parcelas de aire que están dentro de los lóbulos formados por las intersecciones de las variedades en el panel (a) cruzan el chorro.

La Fig. II.25 muestra las variedades estables (en azul) e inestables (en rojo) de las trayectorias hiperbólicas (círculos verdes) para los mismos instantes de tiempo que la Fig. II.24. Como puede apreciarse, las variedades se cruzan

formando lóbulos, y sólo las parcelas de fluido en el interior de estos lóbulos logran atravesar el chorro. En particular, en el tiempo transcurrido desde la Fig. II.25a a la Fig. II.25b, la variedad estable ha convergido hacia la trayectoria hiperbólica situada a la derecha de cada panel, mientras que la variedad inestable se ha alargado desde la trayectoria hiperbólica situada a la izquierda de cada panel. El mecanismo de cruce de parcelas de fluido de arriba a abajo o al revés, debido a la dinámica de los lóbulos, se conoce con el nombre de mecanismo “turnstile” [Rom-Kedar *et al.* 1990; Malhotra y Wiggins 1998].

c. Transporte en sistemas dependientes del tiempo de manera aperiódica: El vórtice polar estratosférico

Las definiciones de trayectoria hiperbólica periódica y sus variedades estable e inestable requieren ser generalizadas a flujos aperiódicos para poder aplicar el marco descrito en este contexto. El estudio del transporte en este tipo de flujos reviste gran interés por ser el caso de fluidos geofísicos como la atmósfera o el océano. Existe la dificultad añadida de que los campos de velocidades disponibles, tanto de la atmósfera como del océano, suelen presentarse como un conjunto de datos que se proporcionan en intervalos de tiempo finitos. Por tanto, en este contexto se requiere la redefinición de variedad a *tiempo finito*.

Muy esquemáticamente, hacemos referencia a dos tipos de planteamientos posibles al estudiar el transporte lagrangiano en la atmósfera o en el océano:

- 1) Definición de trayectorias hiperbólicas *distinguidas* [Ide *et al.* 2002; Madrid y Mancho 2009], que generalizan el concepto de trayectoria periódica en los sistemas periódicos para el caso aperiódico. Además, se definen las variedades en tiempo finito [Mendoza *et al.* 2010] y se propone su cálculo [Mancho *et al.* 2003, 2004, 2006a].
- 2) Aproximación a las variedades mediante las estructuras que aparecen al calcular propiedades intrínsecas de las trayectorias de parcelas de fluido. Ejemplos son las versiones en tiempo finito de los exponentes de Lyapunov [p. ej., Aurell *et al.* 1997; Shadden *et al.* 2005] que genéricamente cuantifican la separación de partículas inicialmente próximas entre sí, métodos basados en medidas de *complejidad* [Rypina *et al.* 2011], o los descriptores lagrangianos [Mendoza y Mancho 2010; Mancho *et al.* 2012].

Bajo ambas aproximaciones, el objetivo es visualizar estructuras lagrangianas del flujo similares a las estructuras descritas para sistemas periódicos, pero en el contexto aperiódico. Con estas herramientas se pueden identificar procesos de transporte que se corresponden con el mecanismo “turnstile”, o localizar barreras al transporte. Por otro lado aunque estas herramientas se han diseñado para tratar los sistemas aperiódicos, también son eficientes en los sistemas periódicos.

Las trayectorias distinguidas y sus variedades a tiempo finito han demostrado su utilidad en estudios de transporte de masas de agua a través de chorros y vórtices en la superficie del océano [Mancho *et al.* 2008; Mendoza *et al.* 2010; Branicki *et al.* 2011; Mendoza y Mancho 2012]. Sin embargo, en el contexto del vórtice polar estratosférico el cálculo directo de trayectorias distinguidas y sus variedades no ha sido lo habitual. Por esta razón en esta Tesis usaremos aproximaciones del segundo tipo.

Numerosos trabajos en el pasado han utilizado los exponentes de Lyapunov en tiempo finito o tamaño finito (FTLE y FSLE por sus siglas en inglés, respectivamente) para describir procesos de transporte en el vórtice polar. Las ideas básicas de lo que ahora se conoce por FTLE fueron propuestas originalmente por Bowman [2000], y presentadas de manera más rigurosa por Haller [2000, 2001]. Este método cuantifica la tasa de dispersión de parcelas de aire midiendo la separación entre sus trayectorias después de periodo de tiempo determinado. Shadden *et al.* [2005] formulan un método numérico para calcular FTLE, y definen las variedades (las llaman estructuras coherentes lagrangianas o LCS por sus siglas en inglés) como crestas en la distribución espacial de los FTLE. La Fig II.26 muestra los campos de FTLEf (Fig II.26a) y FTLEb (Fig II.26b) para el caso de la estructura de “ojos de gato” en un instante de tiempo.

Como se ha mencionado anteriormente, las crestas de FTLEf y FTLEb se alinean con las variedades estables e inestables, respectivamente. Para tener una representación más intuitiva de la disposición de las variedades, la Fig.II.26c presenta los valores de FTLEf (en azul) y FTLEb (en rojo) por encima de 0.35 s^{-1} . En ella se aprecia la disposición intrincada de las variedades, formando lóbulos como en la Fig.II.23 (el entramado de variedades y lóbulos no coincide exactamente porque corresponden a instantes distintos). En el centro de la figura se distingue la trayectoria hiperbólica H, determinada por la intersección principal de las variedades estable e inestable. Se puede establecer una clara analogía entre la Fig. II.26c y la Fig. II.23, a pesar de que el entramado de variedades y lóbulos no coincida exactamente (debido a que las figuras están representadas para instantes distintos).

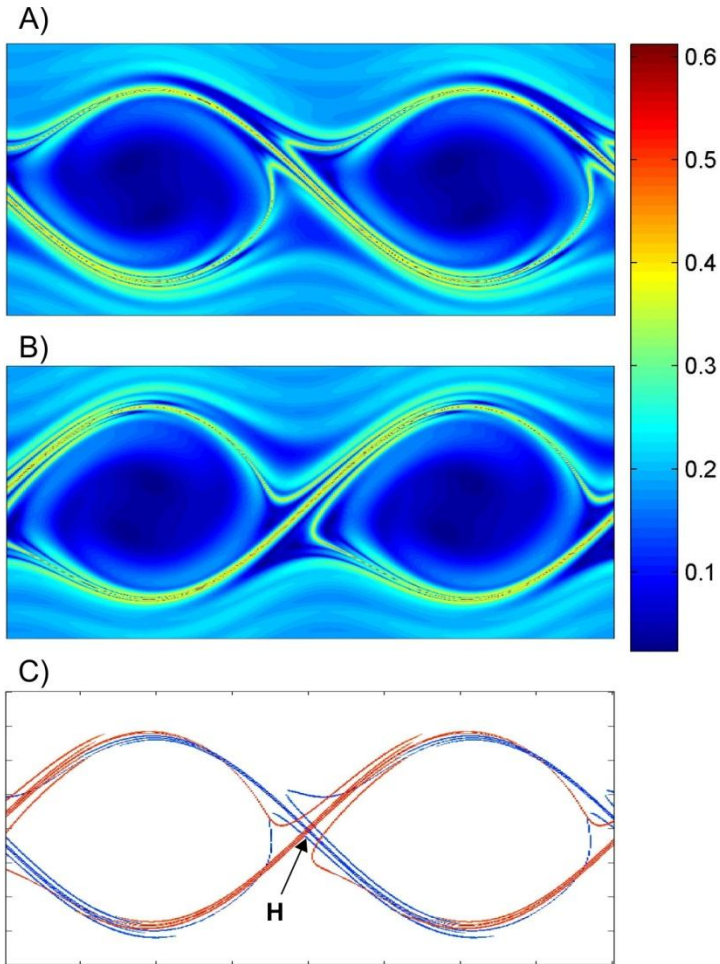


Fig. II.26: Campos de FTLE en s^{-1} (a) hacia delante y (b) hacia atrás en el tiempo (FTLEf, FTLEb, respectivamente), para un instante dado en el caso de la estructura de “ojo de gato” periódica. (c) Valores de FTLEf (azul) y FTLE (rojo) por encima de $0.35 s^{-1}$. Se señala la localización de una trayectoria hiperbólica (H).

Haller [2002] examina la precisión de calcular las LCS mediante los FTLE usando un campo de velocidades de un modelo. Muestra que la posición de las variedades así calculadas es robusta siempre y cuando los errores en el modelo sean pequeños. Lekien y Ross [2010] aplican esta técnica al estudio del evento, sin precedentes, de ruptura que experimentó el vórtice polar del HS en septiembre de 2002. Muestran que aparece una LCS que repele el aire (equivalente a la variedad estable) atravesando el núcleo del vórtice, y demuestran que el aire a cada lado de la LCS acaba separándose en los dos vórtices que se forman tras la ruptura.

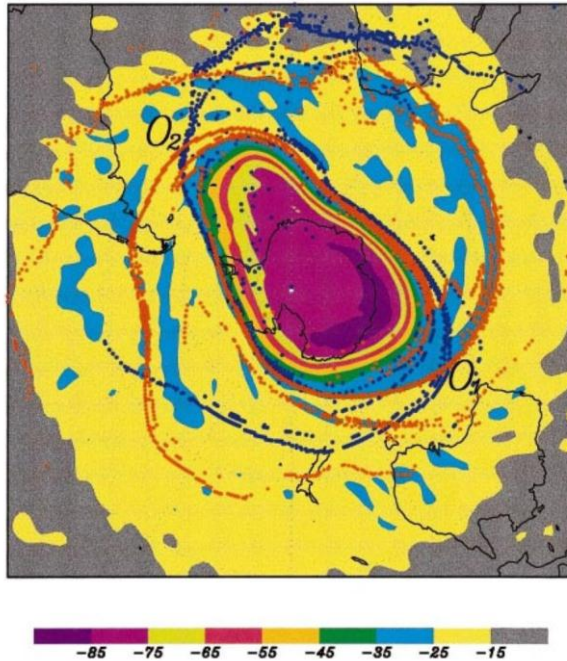


Fig. II.27: Sombreado: Mapa de PV del 25 oct 1996 a las 12 UTC en el nivel isentrópico de 500K. Datos del análisis del Centro Europeo de Predicción a Plazo Medio. Escala de colores en PVU. Puntos: valores por encima de un determinado umbral de FSLE hacia delante (azul) y hacia atrás (rojo) en el tiempo. De Joseph y Legras [2002].

Se aprecia que la intersección de las líneas de FSLE ocurre en la periferia externa de la frontera del vórtice (i.e. región con fuerte gradiente de PV).

De manera similar a los FTLE, los FSLE cuantifican la tasa de dispersión de las parcelas de aire basándose en el tiempo requerido para que la separación de dos parcelas alcance un determinado valor [Aurell *et al.* 1997]. Koh y Legras [2002] mostraron la capacidad de esta técnica en capturar regiones hiperbólicas y barreras al transporte en el vórtice polar estratosférico usando datos de reanálisis. Por otra parte, Joseph y Legras [2002] localizaron LCS en el SPV durante la primavera de 1996 usando esta técnica. Encontraron que las variedades se encuentran embebidas en una *capa estocástica* en la periferia del vórtice (Fig. II.27). Sus resultados concuerdan con los de Koh y Plumb [2000], afirmando que el transporte que se visualiza con la dinámica de lóbulos no ocurre a través de la frontera del vórtice, sino entre la periferia (i.e. la capa estocástica) y latitudes medias (la *surf zone*).

El descriptor lagrangiano M (o función M), recientemente propuesto [Madrid y Mancho 2009; Mendoza y Mancho 2010; Mancho *et al.* 2012], propone una metodología alternativa, algo más sencilla de implementar que los

exponentes de Lyapunov, para extraer las variedades. La función M para un instante t_0 es un campo escalar en el que en cada punto x_i se representa la longitud de la trayectoria desde $t_0 - \tau$ hasta $t_0 + \tau$ que pasa por x_i en t_0 . Para valores de τ suficientemente grandes, se visualizan cambios bruscos en los valores de la función M , formando estructuras que se alinean con las variedades estables e inestables. La Fig. II.28 representa la función M para el caso de la estructura de “ojos de gato” periódica, en el mismo instante temporal que en la Fig. II.26. Se detectan líneas singulares a lo largo de las variedades que corresponden a cambios abruptos en sus valores. De esta manera, en el centro de la Fig. II.28 se pueden distinguir la misma trayectoria hiperbólica y las mismas variedades y lóbulos que en la Fig. II.26.

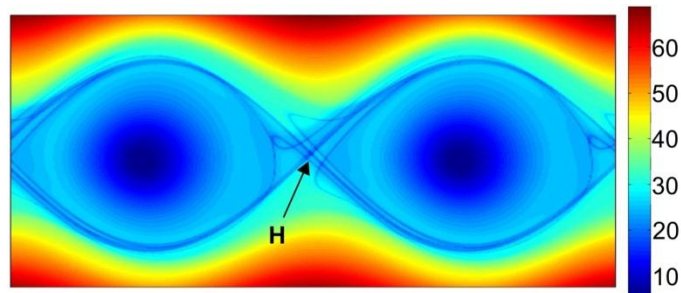


Fig. II.28: Función M (m) para el mismo instante que en la Fig. II.26. La localización de una trayectoria hiperbólica (H) está señalada.

El descriptor M fue propuesto originalmente como parte de una definición rigurosa de trayectoria distinguida [Madrid y Mancho 2009]. Sin embargo en estudios de transporte en flujos oceánicos [Mendoza y Mancho 2010] se ha demostrado que es capaz de representar las variedades de todas las posibles trayectorias hiperbólicas. La Fig. II.29 muestra el descriptor M en la zona de la corriente de Kuroshio (Fig. II.29a), calculado con datos altimétricos de velocidad en la superficie del océano, y superpuestas al descriptor, las variedades estable e inestable (Fig. II.29b). De nuevo se puede apreciar cómo las líneas formadas por un cambio abrupto en los valores de M coinciden con la posición de las variedades. Este resultado otorga una potencia enorme al descriptor M . Resultados rigurosos (analíticos) sobre el papel de M como descriptor lagrangiano y su relación con las variedades estables e inestables se encuentran en Mancho *et al.* [2012]. La presente Tesis Doctoral es el primer trabajo donde se aplica este método al flujo estratosférico. Como se verá en los resultados de esta Memoria, su uso permite desenredar el aparente comportamiento caótico del movimiento de las parcelas de aire en el vórtice polar y aportar evidencias del papel de la ruptura de ondas de Rossby en la mezcla de aire a gran escala, en el exterior y en el interior del vórtice y a través de él.

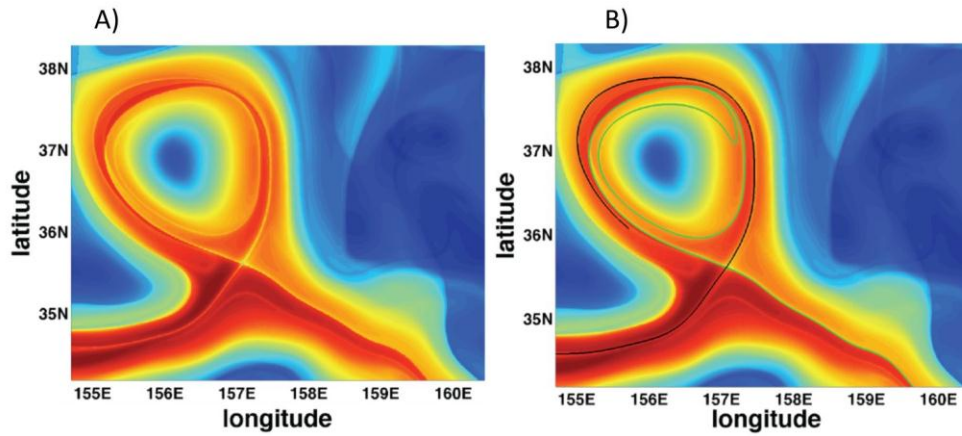


Fig. II.29: (a) La función M para un *eddy* oceánico (corriente de Kuroshio), y (b) igual que (a) pero superponiendo segmentos de las variedades estable (línea negra) e inestable (línea verde). De Mendoza y Mancho [2010].

III. Objetivos

Como se ha mencionado en el Capítulo I, el objetivo general del presente trabajo es

Analizar el papel del vórtice polar estratosférico del hemisferio sur en el transporte de masas de aire durante su proceso de debilitamiento y ruptura final en primavera.

Para ello, se han estudiado los mecanismos dinámicos y las configuraciones geométricas asociadas que ayudan a entender el transporte de masas de aire a gran escala en el vórtice polar estratosférico antártico durante el final del invierno y la primavera austral. Se han utilizado distintas bases de datos de reanálisis, así como datos observacionales procedentes de globos que volaron libremente en el interior del vórtice polar.

El trabajo se centra fundamentalmente en la circulación de la baja estratosfera (~ 100 -50 hPa) del hemisferio sur en las primaveras australes de 2005 y 2010, durante las cuales tuvieron lugar las campañas experimentales de los proyectos VORCORE y CONCORDIASI, respectivamente.

A continuación se desglosa el objetivo general en los siguientes objetivos específicos que configuran el contenido de esta Memoria.

1. Caracterización del esqueleto geométrico, determinado por la disposición de las estructuras lagrangianas, tanto en el exterior como en el interior del vórtice polar estratosférico del hemisferio sur.

Para ello, se han aplicado técnicas lagrangianas derivadas de la teoría de sistemas dinámicos, como los exponentes de Lyapunov a tiempo finito (FTLE) y el descriptor lagrangiano M, a campos de velocidad del viento en niveles de la baja estratosfera procedentes de reanálisis.

2. Exploración de la relación entre las estructuras lagrangianas y la ruptura de ondas de Rossby en el vórtice polar.

Para ello, se han examinado en detalle eventos de transporte de los globos de las campañas VORCORE y CONCORDIASI. Se han contrastado las estructuras lagrangianas presentes durante los eventos con la información aportada por los campos de vorticidad potencial, cuyos episodios de deformación irreversible están asociados a ruptura de ondas de Rossby.

3. Identificación y estudio de eventos de intercambio de materia a través de la frontera del vórtice polar.

Para acometer este objetivo, se ha tratado de responder a la siguiente pregunta: ¿Puede la dinámica de lóbulos describir el transporte a través de la intensa corriente en chorro situada en la frontera del vórtice polar? Se ha explorado la posible presencia de intersecciones de lóbulos procedentes de uno y otro lado del chorro polar.

4. Validación lagrangiana de los datos de reanálisis.

La disponibilidad de datos de trayectorias observadas en la baja estratosfera polar procedentes de los globos lanzados durante las campañas de VORCORE y CONCORDIASI en las primaveras australes de 2005 y 2010, respectivamente, ha brindado una magnífica oportunidad para comparar por primera vez las estructuras lagrangianas derivadas de datos de reanálisis con observaciones, y validar de esta manera los datos utilizados.

La consecución de estos objetivos se ha plasmado en el desarrollo de tres artículos, recogidos en el Capítulo VI correspondiente a los resultados de esta memoria. Cada uno de estos artículos trata sobre los siguientes puntos:

- *Estudio del control ejercido por el vórtice polar de la baja estratosfera austral en el movimiento de parcelas de aire durante el proceso de debilitamiento y ruptura final del vórtice* [de la Cámara et al. 2010].
- *Rutas de transporte a través de la corriente en chorro en la baja estratosfera polar* [de la Cámara et al. 2012a].
- *Transporte a gran-escala en el interior del vórtice polar, ruptura de ondas planetarias y estructuras lagrangianas* [de la Cámara et al. 2012b].

III. Objectives

As previously mentioned in Chapter I, the general objective of this PhD Thesis is

To analyze the role of the Antarctic stratospheric polar vortex on air parcels transport during its final warming in spring.

To this aim, dynamical mechanisms and geometric structures associated to large-scale stirring and transport in the Antarctic stratospheric polar vortex during late winter and spring are analyzed. Different data sources are used, including reanalyses outputs and observed balloons trajectories that drifted inside the vortex.

The present Thesis focuses on the lower stratospheric circulation (~ 100 -50 hPa) in the Southern Hemisphere during the austral springs of 2005 and 2010, corresponding to the field campaigns of the projects VORCORE and CONCORDIASI, respectively.

The specific objectives addressed are as follows:

1. Characterization of the geometrical skeleton, given by Lagrangian coherent structures, both outside and inside the southern stratospheric polar vortex.

Several tools have been applied, such as finite-time Lyapunov exponents (FTLE) and the Lagrangian descriptor M, to horizontal velocity fields in the lower stratosphere from reanalyses outputs.

2. Exploration of Lagrangian structures during Rossby wave breaking events in the polar vortex, and their relation.

Several transport events of VORCORE and CONCORDIASI balloons have been analyzed in detail. The Lagrangian structures (given by FTLE and M fields) during the events have been contrasted with the information provided by irreversible deformations of the potential vorticity field, traditionally associated to breaking waves.

3. Identification and study of events of air mass Exchange across the polar vortex edge.

For this purpose, the following question is addressed: ¿Can lobe dynamics describe transport across the strong jet stream at the vortex edge? The

possible presence of lobes intersecting inside the polar night jet has been explored.

4. Lagrangian validation of reanalyses wind fields.

The observed balloon trajectories inside the lower polar vortex for the springs of 2005 and 2010 from VORCORE and CONCORDIASI field campaigns, respectively, constitutes a *unique* dataset to be compared for the first time to the Lagrangian structures obtained from reanalyses wind fields.

As previously mentioned, Chapter VI presents the results of the present PhD Thesis by presenting three scientific articles one behind another. Each one of the articles deals with the following topics:

- *Polar night vortex breakdown and large-scale stirring in the southern stratosphere* [de la Cámara et al. 2010].
- *Routes of transport across the Antarctic polar vortex in the southern spring* [de la Cámara et al. 2012a].
- *Isentropic transport within the Antarctic polar night vortex: Rossby wave breaking evidence and Lagrangian structures* [de la Cámara et al. 2012b].

IV. Datos

En el presente trabajo de investigación se han utilizado datos procedentes tanto de campañas observacionales como de reanálisis. En este capítulo se exponen las principales características de cada base de datos.

1. Datos de campañas observacionales

Los proyectos VORCORE y CONCORDIASI forman parte de iniciativas internacionales de un conjunto de instituciones, fundamentalmente francesas y estadounidenses, surgidas para mejorar el conocimiento de la dinámica estratosférica polar en el hemisferio sur. A continuación se describen características específicas de cada campaña.

a. STRATEOLE/VORCORE

El proyecto STRATEOLE es un experimento internacional desarrollado por los centros franceses LMD¹ y CNRM², en colaboración con UCLA³ y Scripps, y financiado por CNES⁴, CNRS⁵ y NSF⁶. STRATEOLE se dividió inicialmente en dos fases: VORCORE y VOREDGE. La primera se diseñó para estudiar el núcleo del vórtice polar antártico desde el final del invierno hasta su ruptura final, y la campaña observacional tuvo lugar en 2005. La segunda se configuró para estudiar la dinámica de la frontera del vórtice y su papel en la mezcla de masas de aire con diferentes orígenes. Hasta la fecha, sin embargo, no se ha llevado a cabo ninguna campaña experimental en relación con VOREDGE.

Para tomar medidas *in situ* en la estratosfera polar durante la campaña de VORCORE se usaron globos de súper-presión (SPB⁷), con una envoltura de 50 μm de grosor hecha de película de poliéster bilaminado (Fig. IV.1). El gas empleado fue helio. Los globos se sueltan desde el suelo y una vez alcanzada la altura de vuelo, el tiempo de vida del SPB depende de las pérdidas de helio a través de la

¹ Acrónimo del término francés *Laboratoire de Météorologie Dynamique*.

² Acrónimo del término francés *Centre National de Recherches Météorologiques*.

³ Acrónimo del término inglés *University of California Los Angeles*.

⁴ Acrónimo del término francés *Centre National d'Études Spatiales*.

⁵ Acrónimo del término francés *Centre National de la Recherche Scientifique*.

⁶ Acrónimo del término inglés *National Science Foundation*.

⁷ Acrónimo del término inglés *super-pressure balloon*.

envoltura. Cada globo transportaba una “caja” fabricada con tubos de poliestireno cubiertos de poliéster, de manera que permite el acondicionamiento térmico de diferentes elementos (Fig. IV.1). Unas baterías de litio proporcionaron energía a los instrumentos de medida. Las cajas contenían instrumentación básica, que incluía dos sensores de temperatura, un barómetro, un receptor GPS⁸ y un transmisor. La velocidad del viento se calculó usando las posiciones sucesivas de los SPBs determinadas por GPS.

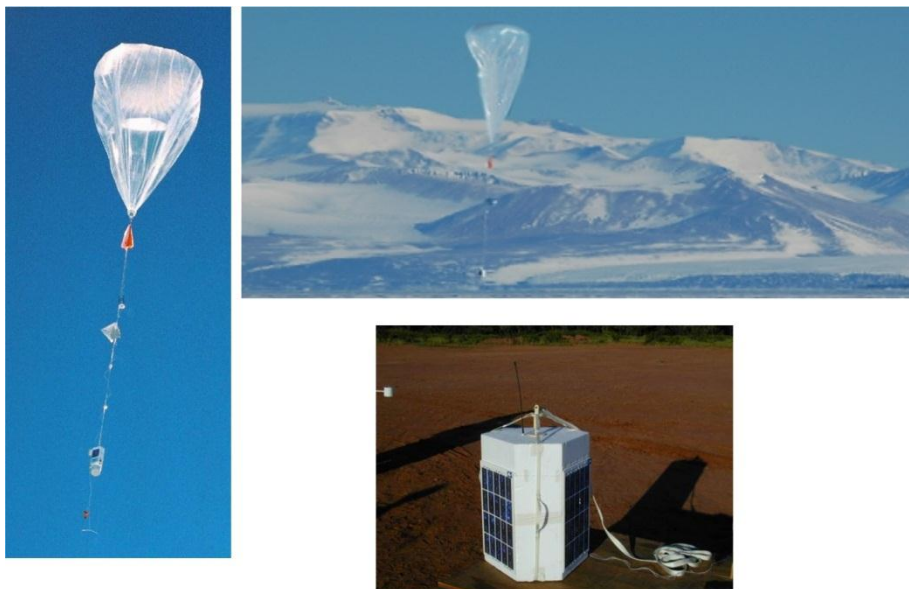


Fig. IV.1: Arriba-derecha: Globo de súper-presión en pleno vuelo. Abajo: Caja que contiene la instrumentación científica. Izquierda: Globo justo después de ser lanzado, donde se aprecia la disposición de la caja durante el vuelo.

Se lanzaron 27 SPBs desde la base antártica de McMurdo ($\approx 78^{\circ}\text{S}$ - 167°E) durante los meses de septiembre y octubre de 2005. Se fabricaron dos tamaños de SPB para muestrear dos superficies de densidad distintas en la baja estratosfera (aproximadamente en los niveles de 50 hPa y 70 hPa), uno con un diámetro de 10 m y otro con un diámetro de 8.5 m, respectivamente. Los globos volaron dentro del vórtice polar estratosférico durante un tiempo medio de dos meses, tomando datos de su posición, presión y temperatura cada 15 minutos. El número de globos que muestrearon la estratosfera al mismo tiempo alcanzó su máximo al final de octubre con 21 globos. Las observaciones de VORCORE cubrieron fundamentalmente la región polar al sur de 55°S , aunque variaron debido a los desplazamientos y vacilaciones de la localización del vórtice durante su proceso de calentamiento final (Fig. IV.2). Para más información acerca de la

⁸ Acrónimo del término inglés *Global Positioning System*.

campaña VORCORE consultar Hertzog *et al.* [2007] y la página web del proyecto: www.lmd.end.fr/STRATEOLE/.

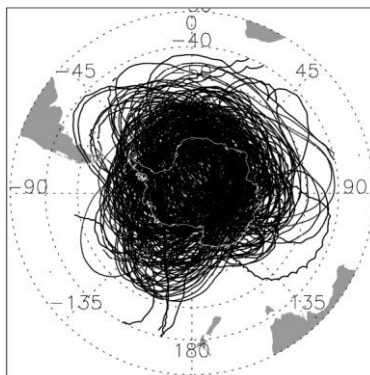


Fig. IV.2: Distribución geográfica de las observaciones de los globos de VORCORE. El dominio de los vuelos estuvo limitado a latitudes al sur de 40°S. De Hertzog *et al.* [2007].

Los resultados científicos obtenidos de esta campaña han proporcionado un mejor conocimiento de las ondas de gravedad en la baja estratosfera polar [Vincent *et al.* 2007; Boccara *et al.* 2008a; Hertzog *et al.* 2008; Plougonven *et al.* 2008, 2010] y de los regímenes de dispersión dentro del vórtice polar [Walterscheid *et al.* 2012]. Asimismo, han aportado información valiosa para evaluar la calidad de los análisis que de manera operativa generan diversos centros meteorológicos para la región polar austral [Boccara *et al.* 2008b].

b. CONCORDIASI

CONCORDIASI es un proyecto franco-estadounidense financiado por las siguientes agencias: Météo-France, CNES, CNRS, NSF, NCAR⁹, University of Wyoming, Purdue University, University of Colorado, Alfred Wegener Institute, Met-Office y ECMWF¹⁰. Con campañas experimentales en las primaveras australes de 2008, 2009 y 2010, sus objetivos científicos fueron más amplios que los de VORCORE, beneficiándose de sistemas de globos más novedosos y de instrumentación científica más moderna. Entre otros propósitos, el proyecto CONCORDIASI se centró en la mejora del análisis y la predicción del tiempo en la Antártida (asimilación de datos de satélite, nubes, cubierta de nieve, etc.), así como en mejorar el conocimiento de la destrucción de ozono en las regiones

⁹ Acrónimo del término inglés *National Center for Atmospheric Research*.

¹⁰ Acrónimo del término inglés *European Centre for Medium-range Weather Forecasts*.

polares (nubes polares estratosféricas, dinámica estratosférica, estructuras lagrangianas del flujo).

La campaña experimental de CONCORDIASI en la primavera de 2010 incluyó el lanzamiento de 20 SPBs desde la estación antártica de McMurdo (Fig. IV.3), con un total de 19 vuelos exitosos. Los globos lanzados muestrearon el interior del vórtice polar en un nivel de densidad constante de la baja estratosfera durante un periodo medio de 69 días. A diferencia de VORCORE, los SPBs de CONCORDIASI tuvieron una frecuencia de muestreo de 1 min^{-1} . Además, se soltaron sondas en paracaídas desde los globos, realizando un total de 639 sondeos atmosféricos desde el nivel de vuelo de los SPBs hasta la superficie.

Para más información acerca del proyecto CONCORDIASI consultar Rabier *et al.* [2010] y la página web del proyecto: www.cnrm.meteo.fr/concordiasi/.



Fig. IV.3: Preparación para el lanzamiento de un globo durante la campaña de CONCORDIASI en 2010. De www.cnrm.meteo.fr/concordiasi/.

Para la consecución de los objetivos del presente trabajo se han usado exclusivamente los datos de posición de los globos (tanto de VORCORE como de CONCORDIASI), es decir, las trayectorias seguidas por los globos.

2. Datos de reanálisis

El propósito general del reanálisis es producir una base de datos de estados atmosféricos uniformemente espaciados a lo largo de un periodo de tiempo usando un mismo modelo atmosférico y un mismo sistema de asimilación de datos [Saha *et al.* 2010]. Básicamente, el reanálisis en un tiempo dado t es el

resultado de una predicción a corto plazo con un modelo operacional, inicializado a partir de un estado previo dado por el reanálisis en el tiempo $t - \Delta t$, y modificado mediante la asimilación de nuevas observaciones disponibles en una ventana temporal corta centrada en el tiempo t [Saha *et al.* 2010]. El periodo Δt suele ser 6 h. Las observaciones están distribuidas irregularmente, tanto en el tiempo como en el espacio, y se componen de distintos tipos de variables y sistemas de medición (p. ej., de aviones, barcos, boyas oceánicas, radiosondas, datos satelitales, etc).

Durante las últimas dos décadas, los datos procedentes de los reanálisis se han establecido como un recurso muy valioso para el estudio de procesos atmosféricos y oceánicos, y de su predictibilidad. Debido a su diseño, los productos de reanálisis son muy apropiados para el estudio de la variabilidad climática, aunque son vulnerables a posibles cambios en el sistema de observaciones, tal como ocurrió en la mayoría de los reanálisis con la disponibilidad de datos de satélites a partir de 1979 [Simmons *et al.* 2006].

La primera generación de reanálisis apareció en la década de 1990, con los productos de NCEP¹¹/NCAR (con R1 y R2), de ECMWF (con ERA-15 y ERA-40) y de la Agencia Meteorológica de Japón (con JRA-25), en un esfuerzo internacional por generar bases de datos de reanálisis de alta calidad necesarios para realizar adecuadamente estudios climáticos. Las generaciones actuales de reanálisis han mejorado muchas de las deficiencias encontradas en los reanálisis pioneros, además de proporcionar datos con una resolución espacial mucho más fina. En este trabajo se trabaja con los datos de reanálisis como si fueran representaciones fidedignas del estado de la atmósfera. La validez de esta hipótesis, particularmente para la identificación de estructuras coherentes lagrangianas del flujo estratosférico, se presenta y discute en los Capítulos VI y VII.

En el desarrollo de esta Tesis Doctoral se han usado datos de reanálisis de tres instituciones distintas (NCEP/NCAR, NASA y ECMWF). En todos estos reanálisis, el sistema de asimilación de datos usado es de tipo variacional, pero en el caso de los reanálisis americanos es en 3 dimensiones (3D-Var) mientras que en el europeo ERA-Interim se emplea un sistema 4D-Var. En principio, las tres bases de datos son perfectamente válidas para el estudio propuesto, y no existe un criterio objetivo sobre la conveniencia de una u otra base para los objetivos marcados en esta Tesis.

A continuación se exponen características básicas de cada reanálisis utilizado en el presente trabajo de investigación.

¹¹ Acrónimo del término inglés *National Center for Environmental Prediction*.

a. Reanálisis de NCEP/NCAR

El reanálisis de NCEP/NCAR empleado en este trabajo corresponde a la primera generación producida por estos centros, en el que el modelo de asimilación de datos tiene una resolución horizontal T62 en el espacio espectral (equivalente a una malla regular de unos 210 km de espaciado) y 28 niveles en la vertical desde 1000 hPa hasta 3 hPa. La base de datos cubre el periodo desde enero de 1948 hasta el presente, con una resolución temporal de 6 horas (datos a las 00, 06, 12 y 18 UTC).

En el presente estudio se han usado datos cada 6 horas, cubriendo todo el hemisferio sur, de velocidad horizontal del viento (componentes zonal y latitudinal) y de temperatura. Los datos están disponibles en la página web www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.ncep.reanalysis.html, en 17 niveles de presión desde 1000 hPa hasta 10 hPa con una resolución horizontal de 2.5° x 2.5° longitud-latitud.

Se puede encontrar información detallada de este reanálisis en los trabajos de Kalnay *et al.* [1996] y Kanamitsu *et al.* [2002], así como en la página web <http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/reanalysis/reanalysis.shtml>. Recientemente se ha lanzado al público un reanálisis de nueva generación de NCEP [Saha *et al.* 2010], que no estaba disponible cuando se obtuvieron los resultados expuestos en la sección VI.1.

b. Reanálisis de la NASA

En el presente trabajo se han utilizado datos de simulaciones de reanálisis generados con el modelo de asimilación de datos GEOS-5, que posteriormente fue implementado en el reanálisis de nueva generación de la NASA¹²- llamado MERRA¹³ [Reinecker *et al.* 2011], cuando éste estaba aún en fase de pruebas.

GEOS-5 se basa en el método de *dinámica de volumen-finito* [Lin 2004], que es eficaz reproduciendo el transporte en la estratosfera [e.g. Pawson *et al.* 2007]. En particular, en esta Tesis se han usado dos tipos de simulaciones distintas para la primavera austral de 2005: 1) incluyendo y 2) sin incluir los datos de velocidad del viento proporcionados por los SPBs de la campaña VORCORE en el proceso de asimilación de datos.

¹² Acrónimo del término inglés *National Aeronautics and Space Administration*.

¹³ Acrónimo del término inglés *Modern-Era Retrospective analysis for Research and Applications*.

Los datos de GEOS-5 usados en el presente estudio fueron proporcionados por el Dr. A. V. Tangborn (NASA), y se encuentran archivados cada 3 h (a las 00, 03, 06, 09, 12, 15, 18 y 21 UTC) con una resolución horizontal de $0.66^\circ \times 0.5^\circ$ longitud-latitud en 72 niveles de presión en la vertical (desde 976.6204 hPa hasta 0.0150 hPa). Las variables empleadas han sido velocidad horizontal del viento (componentes zonal y latitudinal) y temperatura.

Se puede encontrar información detallada del modelo GEOS-5, así como del correspondiente proceso de asimilación de datos, en Reinecker *et al.* [2008], y del reanálisis MERRA en Reinecker *et al.* [2011], así como en la página web <https://gmao.gsfc.nasa.gov/research/merra/intro.php>.

c. Reanálisis ERA-Interim de ECMWF

El reanálisis de nueva generación ERA-Interim lo produce el ECMWF, siendo parte de un proyecto ambicioso que pretende expandir hacia atrás el periodo actualmente cubierto, de manera que abarque desde comienzos del siglo XX hasta la actualidad. De momento, la base de datos de ERA-Interim cubre el periodo desde enero de 1979 hasta el presente. El modelo de asimilación de datos tiene una resolución horizontal T255 en el espacio espectral (equivalente a una malla regular de unos 79 km de espaciado) y 60 niveles en la vertical desde 1000 hPa hasta 0.1 hPa. Como en el caso del reanálisis de NCAR/NCEP, para cada día se generan datos a las 00, 06, 12 y 18 UTC. En el presente estudio se han usado datos que cubren todo el hemisferio sur, cada 6 horas, así como medias mensuales, del vector velocidad horizontal del viento y de temperatura en distintos niveles de la atmósfera, tanto isobáricos como isentrópicos. Los datos están disponibles en la página web http://data-portal.ecmwf.int/data/d/interim_daily, con una resolución horizontal de $1.5^\circ \times 1.5^\circ$ longitud-latitud.

Se puede encontrar información detallada de este reanálisis en el trabajo de Dee *et al.* [2011] y en la página web www.ecmwf.int/research/era/do/get/era-interim.

V. Metodología

Como se ha comentado en capítulos anteriores, en el presente trabajo de investigación se aborda el estudio de transporte de masas de aire desde una perspectiva Lagrangiana, es decir, siguiendo las trayectorias de parcelas de aire. En este capítulo se describen los métodos utilizados para el cálculo de trayectorias a partir de datos de viento de reanálisis (sección V.1), así como las herramientas para analizar el transporte de masas en la estratosfera polar basadas en las trayectorias calculadas (sección V.2).

1. Cálculo de trayectorias de parcelas de aire

Para el cálculo de trayectorias de aire, se asumen las siguientes hipótesis de trabajo:

- el movimiento de las parcelas de aire, de volumen finito, está bien representado por el movimiento de un punto de masa igual a la de la parcela que es advectada por el campo de velocidades, y
- el movimiento de las parcelas de aire en la estratosfera es adiabático y sin rozamiento, y por tanto bidimensional en superficies de temperatura potencial (i.e. superficies isentrópicas). Esta aproximación se ha seguido en numerosos estudios de mezcla y transporte en la estratosfera. [e.g., Bowman 1993b; Chen 1994; Chen *et al.* 1994; Lee *et al.* 2001; Joseph y Legras 2002; Lekien y Ross 2010; Beron-Vera *et al.* 2012].

Además, parte de los resultados presentados en la presente Tesis se han basado en cálculo de trayectorias sobre superficies de densidad constante o isopícnicas, que son las superficies sobre las que se desplazan los globos de las campañas VORCORE y CONCORDIASI. Hertzog *et al.* [2007] discuten la relación entre estas dos superficies, y concluyen que las trayectorias isopícnicas son una buena aproximación a las trayectorias de las parcelas de aire (isentrópicas) en escalas de tiempo cortas (unos pocos días).

El cálculo de trayectorias de parcelas de aire consiste, pues, en resolver el siguiente sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias de primer orden:

$$\frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} = \mathbf{f}(t, \mathbf{x}) \quad (\text{V.1})$$

donde t es el tiempo y $\mathbf{x}(t)=(\lambda(t), \varphi(t))$ es la posición de las parcelas en el tiempo t , definida por las coordenadas geográficas longitud (λ)-latitud (φ), y representa la

trayectoria de las parcelas. Los términos en negrita indican que son funciones vectoriales. La función

$$\mathbf{f}(t, \mathbf{x}) = \left(\frac{u(t)}{a \cos \varphi}, \frac{v(t)}{a} \right) \quad (\text{V.2})$$

está directamente relacionada con las componentes longitudinal u y latitudinal v del campo de velocidad del viento horizontal, siendo $a=6370$ km una constante que indica la distancia al centro de la Tierra.

El sistema de ecuaciones (V.1) está escrito en coordenadas esféricas debido a que éste es el sistema de coordenadas en el que están almacenados los datos de reanálisis. En general, es necesario recurrir a métodos numéricos para resolver este sistema de ecuaciones, por tratarse de un sistema con una dependencia temporal aleatoria.

a. Esquemas de interpolación

Los campos de velocidades del viento ($u(t)$, $v(t)$) procedentes de los distintos reanálisis empleados en el desarrollo de esta Tesis conforman un conjunto de datos discretos tanto en el espacio como en el tiempo. La necesidad de evaluar $\mathbf{f}(t, \mathbf{x})$ en cualquier punto para que el sistema de ecs. (V.1) sea continuo obliga a emplear técnicas de interpolación en el tiempo y en el espacio.

Interpolación temporal

En un cierto punto espacial, cada componente del campo bidimensional de velocidades viene dada por un vector de datos $V(I)$ donde I varía de 1 a L . Asimismo se dispone del vector T de tamaño L , que se corresponde con los instantes de tiempo en los que se dispone de datos. La relación entre estas cantidades y la función de la velocidad latitudinal $v(t)$ es:

$$V(I) = v(T(I)) \quad (\text{V.3})$$

El objetivo es conocer el valor de v en un instante temporal t , con $T(I) \leq t \leq T(I+1)$.

La **interpolación lineal** es la más sencilla. Consiste en asumir que la función v entre los puntos I e $I+1$ satisface la ecuación de una recta. De esta manera el valor de v en el instante t es el siguiente:

$$v(t) = AV(I) + BV(I+1), \quad (\text{V.4})$$

donde:

$$A \equiv \frac{T(l+1)-t}{T(l+1)-T(l)}, \quad B \equiv 1-A = \frac{t-T(l)}{T(l+1)-T(l)} \quad (V.5)$$

Otro esquema empleado en el desarrollo de la presente Tesis es la **interpolación por splines cúbicos**. Para su empleo, además de los valores del vector $V(l)$ se ha de disponer de otro vector $V''(l)$ con los valores de la segunda derivada de $V(l)$, que se puede calcular mediante diferencias finitas. Así, el valor de v en el instante t viene dado por la expresión:

$$v(t) = AV(l) + BV(l+1) + CV''(l) + DV''(l+1) \quad (V.6)$$

donde A y B vienen definidos en las ecs. (V.5) y:

$$C \equiv \frac{1}{6}(A^3 - A)(T(l+1) - T(l))^2, \quad D \equiv \frac{1}{6}(B^3 - B)(T(l+1) - T(l))^2 \quad (V.7)$$

Finalmente, el último esquema de interpolación empleado para interpolar los datos temporalmente ha sido la **interpolación por polinomios de Lagrange**. El polinomio de interpolación de grado $n-1$ usando n puntos:

$$V(1) = v(T(1)), V(2) = v(T(2)), \dots, V(n) = v(T(n)), \quad (V.8)$$

viene dado por la siguiente fórmula:

$$\begin{aligned} v(t) = & \frac{(t-T(2))(t-T(3))\dots(t-T(n))}{(T(1)-T(2))(T(1)-T(3))\dots(T(1)-T(n))} V(1) + \\ & \frac{(t-T(1))(t-T(3))\dots(t-T(n))}{(T(2)-T(1))(T(2)-T(3))\dots(T(2)-T(n))} V(2) + \\ & \dots + \frac{(t-T(1))(t-T(2))\dots(t-T(n-1))}{(T(n)-T(1))(T(n)-T(2))\dots(T(n)-T(n-1))} V(n) \end{aligned} \quad (V.9)$$

Interpolación espacial

Los resultados de la sección VI.1 [de la Cámara *et al.* 2010] están basados en el cálculo de trayectorias en superficies isopícnicas sobre las que volaron los globos de VORCORE en la primavera de 2005, mientras que los resultados descritos en las secciones VI.2 y VI.3 [de la Cámara *et al.* 2012a, 2012b] están basados en trayectorias sobre superficies isentrópicas. Para los primeros resultados, ha sido necesario interpolar verticalmente los datos a los niveles de densidad constante de interés, ya que los datos de los reanálisis suelen estar disponibles en niveles de presión y/o temperatura potencial constante. Esta interpolación vertical se ha llevado a cabo siguiendo los siguientes pasos [Boccara *et al.* 2008b]:

- Primero, se calcula la densidad media del aire del nivel de vuelo usando los datos de presión y temperatura de los dos conjuntos de globos. Los valores han sido 0.0916 kg m^{-3} para los globos de 10 m de diámetro y 0.1237 kg m^{-3} para los de 8.5 m.
- Después, se calcula la densidad en cada punto de la malla usando datos de temperatura en las superficies de presión constante del reanálisis.
- Por último, se interpola verticalmente la velocidad del viento a los dos niveles isopícnicos siguiendo un esquema log-lineal asumiendo que la presión es proporcional a una potencia de la densidad ($p \propto \rho^\gamma$).

Una vez obtenidos los datos de velocidad en la coordenada vertical deseada (ya sea isentrópica o isopícnica), es necesario un esquema de interpolación en las dos direcciones horizontales. En un cierto instante de tiempo cada componente del campo bidimensional de velocidades viene dada por una matriz de datos $V(J,K)$, donde J varía de 1 a M y K varía de 1 a N . Asimismo se dispone del vector X de tamaño M y del vector Y de tamaño N , que se corresponden con las coordenadas longitud-latitud, respectivamente, donde se dispone de datos. La relación entre estas cantidades y la función $v(\lambda, \varphi)$ es:

$$V(J,K) = v(X(J), Y(K)) \quad (\text{V.10})$$

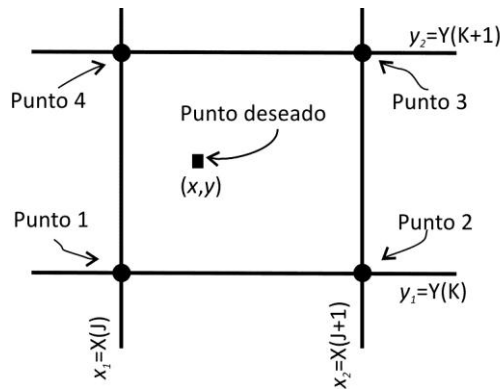


Fig. V.1: Esquema de la disposición de los datos para la interpolación bidimensional. Adaptado de Press *et al.* [1989].

Se asume que queremos conocer el valor de la velocidad latitudinal v en un punto genérico (λ, φ) que se encuentra rodeado por cuatro puntos tabulados en V (Fig. V.1). De esta manera se pueden obtener los valores de v en cada uno de esos cuatro puntos:

$$\begin{aligned}
v_1 &\equiv V(J, K) \\
v_2 &\equiv V(J+1, K) \\
v_3 &\equiv V(J+1, K+1) \\
v_4 &\equiv V(J, K+1)
\end{aligned} \tag{V.11}$$

La **interpolación bi-lineal** es el esquema más sencillo. La idea es realizar una interpolación lineal en cada dirección espacial:

$$\begin{aligned}
r &\equiv (\lambda - X(J)) / (X(J+1) - X(J)) \\
s &\equiv (\varphi - Y(K)) / (Y(K+1) - Y(K))
\end{aligned} \tag{V.12}$$

El valor de v interpolado en el punto (λ, φ) viene dado por la siguiente expresión:

$$v(\lambda, \varphi) = (1-r)(1-s)v_1 + r(1-s)v_2 + rs v_3 + (1-r)s v_4 \tag{V.13}$$

La **interpolación bi-cúbica** produce un campo interpolado más suave que la bi-lineal. El esquema exige conocer las derivadas de v en ambas direcciones espaciales así como la derivada cruzada, además de los valores dados en la ec. (V.11). Estas derivadas se han calculado mediante diferencias finitas. El valor de v interpolado en el punto (λ, φ) viene dado por la siguiente expresión:

$$v(\lambda, \varphi) = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 c_{ij} r^{i-1} s^{j-1} \tag{V.14}$$

Donde r y s están definidos en la ec. (V.12), y c_{ij} son unos coeficientes que están tabulados y pueden encontrarse en cualquier libro de métodos numéricos [p. ej. Press *et al.* 1989].

Mancho *et al.* [2006b] compararon el rendimiento de diversos esquemas de interpolación espacio-temporal para el cálculo de trayectorias de partículas a partir de un campo de velocidades discreto. Concluyeron que la combinación de interpolación bi-cúbica en el espacio e interpolación por polinomios de Lagrange en el tiempo proporciona una excelente precisión a un coste computacional razonable.

b. Esquemas de integración

Es fácil comprobar que el sistema de ecuaciones (V.1) se hace infinito en los polos geográficos [ec. (V.2)]. Esta dificultad se puede solventar fácilmente trabajando en coordenadas cartesianas en tres dimensiones, de manera que el

sistema dinámico que describe la evolución de las parcelas de aire pasa a ser el siguiente:

$$\frac{d\mathbf{x}(t)}{dt} = \mathbf{v}(t, \mathbf{x}), \quad (\text{V.15})$$

donde $\mathbf{x}(t)=(x(t),y(t),z(t))$ representa la trayectoria de las parcelas, y $\mathbf{v}(t,\mathbf{x})=(v_x(t),v_y(t),v_z(t))$ es el campo de velocidades. La transformación de coordenadas de geográficas a cartesianas en tres dimensiones responde a las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} x &= a \cos \lambda \cos \varphi \\ y &= a \sin \lambda \cos \varphi \\ z &= a \sin \varphi \end{aligned} \quad (\text{V.16})$$

y

$$\begin{aligned} v_x &= -u \sin \lambda - v \cos \lambda \sin \varphi \\ v_y &= u \cos \lambda - v \sin \lambda \sin \varphi \\ v_z &= v \cos \varphi \end{aligned} \quad (\text{V.17})$$

La integración del sistema de ecs. (V.15) es un problema de valores iniciales en el que dada la posición de una parcela de aire en un instante dado $\mathbf{x}(t)$, se quiere conocer su posición en un instante posterior $\mathbf{x}(t+h)$. La idea básica para su resolución numérica consiste en sustituir las derivadas en la ec. (V.15) por incrementos finitos $\Delta \mathbf{x}$ y Δt . En el límite de incrementos muy pequeños se alcanza una buena aproximación a la ecuación diferencial. La implementación literal de este método se conoce como *método de Euler*, pero su uso práctico no es muy recomendable [Press *et al.* 1989].

En vez de eso, en el desarrollo de esta Tesis se han empleado métodos de Runge-Kutta [p. ej. Press *et al.* 1989], los cuales propagan la solución sobre un intervalo, combinando la información de varios pasos de tipo Euler, y usando posteriormente los resultados en una expansión en serie de Taylor de orden prefijado. El método más simple de este tipo es el Runge-Kutta de segundo orden o **método del punto medio**:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_1 &= h\mathbf{v}(t, \mathbf{x}(t)) \\ \mathbf{k}_2 &= h\mathbf{v}(t + \tfrac{1}{2}h, \mathbf{x}(t) + \tfrac{1}{2}\mathbf{k}_1) \end{aligned} \quad (\text{V.18})$$

siendo h el paso (temporal) de integración. En esta Tesis se han usado valores de $h= 1$ hora y 3 horas. La aproximación a la posición de la parcela de aire en el paso siguiente es:

$$\mathbf{x}(t+h) = \mathbf{x}(t) + \mathbf{k}_2 + O(h^3), \quad (\text{V.19})$$

donde $O(h^3)$ indica que el error cometido en la aproximación es de orden tres.

El método más empleado en el cálculo científico es el **Runge-Kutta de cuarto orden** [Press *et al.* 1989]:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_1 &= h\mathbf{v}(t, \mathbf{x}(t)) \\ \mathbf{k}_2 &= h\mathbf{v}(t + \tfrac{1}{2}h, \mathbf{x}(t) + \tfrac{1}{2}\mathbf{k}_1) \\ \mathbf{k}_3 &= h\mathbf{v}(t + \tfrac{1}{2}h, \mathbf{x}(t) + \tfrac{1}{2}\mathbf{k}_2) \\ \mathbf{k}_4 &= h\mathbf{v}(t + h, \mathbf{x}(t) + \mathbf{k}_3) \end{aligned} \quad (\text{V.20})$$

Como vemos, este procedimiento evalúa cuatro veces el término de la derecha de la ec. (V.15) por cada paso de tiempo h (Fig. V.2). De esta manera, la aproximación a la siguiente posición de la parcela de aire es:

$$\mathbf{x}(t+h) = \mathbf{x}(t) + \tfrac{1}{6}(\mathbf{k}_1 + 2\mathbf{k}_2 + 2\mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4) + O(h^5) \quad (\text{V.21})$$

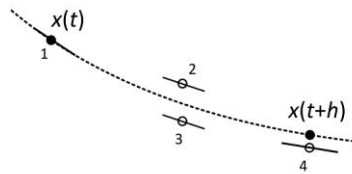


Fig. V.2: Esquema del método de Runge-Kutta de cuarto orden. En cada paso de tiempo h , la derivada temporal se estima cuatro veces: una en el punto inicial $\mathbf{x}(t)$, dos en puntos intermedios de prueba y la última en el punto final $\mathbf{x}(t+h)$. El valor final de la velocidad (círculo negro) se calcula usando estas derivadas. Adaptado de Press *et al.* [1989]

2. Métodos lagrangianos para el estudio del transporte de masas de aire

La integración de las ecs. (V.1) o (V.15) para muchas condiciones iniciales da como resultado un conjunto enorme de trayectorias de parcelas de fluido de las que es difícil extraer información para analizar el transporte. Es necesario, por tanto, aplicar técnicas que permitan abordar esta tarea de una manera apropiada, como son las mencionadas en el Capítulo II.

En esta sección se describe la implementación de técnicas lagrangianas empleadas en el presente trabajo de investigación para analizar el transporte bidimensional en la baja estratosfera polar del hemisferio sur. El primer y segundo métodos descritos, es decir, los exponentes de Lyapunov a tiempo finito y la

función M , son herramientas que derivan de la teoría de los sistemas dinámicos. El tercer método descrito, *Reverse Domain Filling*, es una herramienta ampliamente utilizada entre la comunidad científica de dinámica atmosférica para analizar transporte de trazadores pasivos.

a. Exponentes de Lyapunov a tiempo finito

El exponente de Lyapunov (LE^1) de un sistema dinámico como el dado por la ec. (V.15) es un escalar que indica la tasa de separación asintótica de dos condiciones iniciales (en nuestro caso, dos parcelas de aire) infinitesimalmente próximas entre sí:

$$\mu(t, \mathbf{x}) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \lim_{\delta(\mathbf{x}, t, 0) \rightarrow 0} \frac{1}{\tau} \log \frac{\delta(\mathbf{x}, t, \tau)}{\delta(\mathbf{x}, t, 0)} \quad (V.22)$$

En la ec. (V.22), $\mu(t, \mathbf{x})$ es el LE del punto \mathbf{x} en el instante t , $\delta(\mathbf{x}, t, 0)$ es la separación inicial de las parcelas en el instante t centradas en \mathbf{x} y $\delta(\mathbf{x}, t, \tau)$ la separación final en el instante $t+\tau$. Como puede apreciarse en la ec. (V.22), el LE es una cantidad que requiere calcular trayectorias durante un periodo de tiempo τ infinito. Es necesario, por tanto, aproximaciones a los LE para poder aplicarlo a los datos de reanálisis, disponibles para un periodo finito de tiempo.

Los exponentes de Lyapunov a *tiempo finito* (FTLE) se definen suprimiendo el primer límite en la ec. (V.22). Los FTLE miden la separación de parcelas de aire inicialmente muy próximas entre sí al cabo de un tiempo τ finito. Análogamente, los exponentes de Lyapunov a *tamaño finito* (FSLE) se definen suprimiendo el segundo límite en la ec. (V.22). Los FSLE miden el tiempo que parcelas de aire, inicialmente muy próximas entre sí, tardan en separarse una distancia finita dada.

En el desarrollo del presente trabajo de investigación, se han usado los FTLE para identificar de manera aproximada las variedades estables e inestables de las trayectorias hiperbólicas. En particular, como ya se explicó en el Capítulo II, las crestas del campo de FTLE calculados hacia adelante en el tiempo (FTLEf) indican regiones de máxima repulsión entre parcelas, y están relacionados con las variedades estables. Análogamente, las crestas del campo de FTLE calculados hacia atrás en el tiempo (FTLEb) indican regiones de máxima atracción entre parcelas, y están relacionados con las variedades inestables.

¹ Del inglés *Lyapunov exponent*.

Hay diversas maneras de calcular los FTLE a partir de un campo de velocidades. La implementación de los FTLE en este Tesis sigue la descripción proporcionada por Shaden *et al.* [2005], de la siguiente manera:

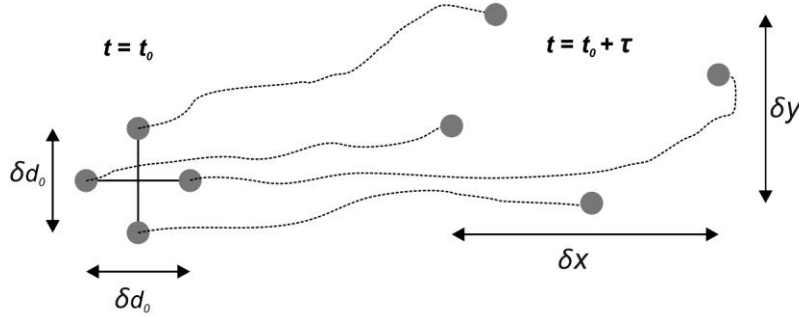


Fig. V.3: Esquema de la posición inicial (en el tiempo t_0) y final (en el tiempo $t_0 + \tau$) de las parcelas de aire para el cálculo de los FTLE.

- Para hallar el valor del FTLEf en el punto (x_0, y_0, z_0) en el instante t_0 , se colocan cuatro parcelas de aire en la dirección de los cuatro puntos cardinales. La distancia inicial entre las dos parcelas situadas en la dirección longitudinal y entre las situadas en la dirección latitudinal es δd_0 (Fig. V.3).
- Seguidamente, cada parcela de aire es advectada hacia adelante en el tiempo, resolviendo las ecs. (V.15) durante un tiempo τ . La distancia final entre las parcelas inicialmente situadas en la dirección longitudinal es δx , mientras que la de las parcelas situadas en la dirección latitudinal es δy (Fig. V.3).
- El valor del FTLEf será:

$$\sigma_\tau(t_0, x_0, y_0, z_0) = \frac{1}{|\tau|} \log \left(\sqrt{\lambda_{\max}(\Delta)} \right) \quad (\text{V.23})$$

donde σ es el FTLEf, λ_{\max} es el autovalor máximo de la versión finita del tensor de Cauchy-Green Δ :

$$\Delta = G^T G \quad (\text{V.24})$$

En la ec. (V.24) el superíndice T indica la matriz traspuesta, y

$$G = \begin{pmatrix} \frac{\delta x}{\delta d_0} & \frac{\delta x}{\delta d_0} \\ \frac{\delta y}{\delta d_0} & \frac{\delta y}{\delta d_0} \end{pmatrix} \quad (\text{V.25})$$

Para obtener el campo escalar de FTLEf en un nivel vertical dado (isopícnico o isentrópico) del hemisferio sur extratropical, se repiten los cálculos usando una malla regular equi-espaciada al sur de 20°S. El paso de malla elegido ha sido distinto dependiendo del estudio, y se detalla en las secciones VI.1 y VI.2. El procedimiento para obtener los FTLEb es el mismo, pero calculando las trayectorias hacia atrás en el tiempo. En este caso, tanto el paso de tiempo h como el periodo de tiempo τ para el que se calculan las trayectorias son negativos.

Los detalles de los pasos h de tiempo elegidos, así como el tiempo de integración τ se especifican en el Capítulo VI.

Representación gráfica de los FTLE

La Fig. V.4 muestra los campos de FTLEf (Fig. V.4a) y FTLEb (Fig. V.4b) usando el campo de velocidad del viento del reanálisis ERA-Interim en el nivel isentrópico 475 K. Como vimos en la Fig. II.26, este tipo de representación visualiza la estructura de variedades y puntos hiperbólicos, aunque proporciona una visión un poco difusa de los mismos. En la Fig. V.5 se muestran los valores de FTLEf (en azul) y de FTLEb (en rojo) por encima de un determinado valor umbral ($\sigma \geq 0.023 \text{ h}^{-1}$).

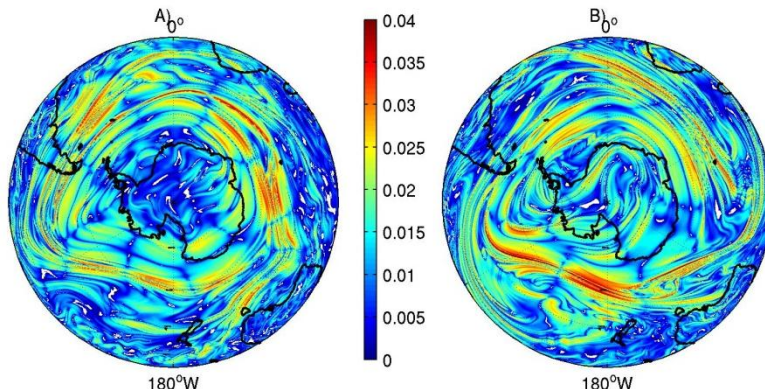


Fig. V.4: Mapas de (a) FTLEf y (b) FTLEb en el nivel isentrópico de 475 K para el día 16 de septiembre de 2005 a las 18Z, usando una $\tau = 9$ días. Unidades: d^{-1} . Proyección ortográfica, latitud menor representada: 20°S.

En la Fig. V.5 se puede apreciar que existe una región a lo largo de la periferia del vórtice en la que se dan complejas intersecciones de variedades estables (azul) e inestables (rojo). Se ha comprobado que las estructuras geométricas que proporcionan los FTLE empleando tiempos de integración $\tau = 4, 6$ y 8 días son prácticamente idénticas.

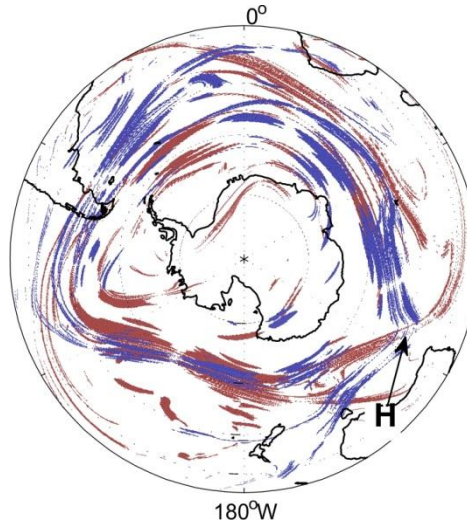


Fig. V.5: Igual que la Fig. V.4, pero mostrando los valores superiores a 0.023 d^{-1} de FTLEf (en azul) y de FTLEb (en rojo). Un ejemplo de punto hiperbólico aparece con la etiqueta H.

b. El descriptor lagrangiano M

La función M fue definida por Madrid y Mancho [2009] en el contexto de una nueva definición de trayectoria hiperbólica *distinguida*. Mendoza y Mancho [2012] hacen una revisión exhaustiva de una serie de técnicas lagrangianas que, combinadas, describen con enorme detalle eventos de transporte no difusivo en flujo aperiódicos (véase sección 4 del Capítulo II).

La idea de que la función M actúa como un descriptor lagrangiano global fue introducida por primera vez por Mendoza y Mancho [2010]. El descriptor (o función) M se expresa matemáticamente de la siguiente manera:

$$M_{\tau}(t_0, x_0, y_0, z_0) = \int_{t_0-\tau}^{t_0+\tau} dt \sqrt{(dx(t)/dt)^2 + (dy(t)/dt)^2 + (dz(t)/dt)^2} \quad (\text{V.26})$$

donde $(x(t), y(t), z(t))$ definen la trayectoria de una parcela de aire de tal manera que $x_0=x(t_0)$, $y_0=y(t_0)$, $z_0=z(t_0)$. De esta manera, M mide la longitud de las trayectoria que pasa por (x_0, y_0, z_0) durante un rango temporal 2τ centrado en $t=t_0$: $[t_0-\tau, t_0+\tau]$. El cálculo de M, por tanto, implica la integración de trayectorias hacia atrás en el tiempo desde t_0 hasta $t_0-\tau$, y de trayectorias hacia adelante en el tiempo desde t_0 hasta $t_0+\tau$. En la presente Tesis Doctoral, las condiciones iniciales para el cálculo de trayectorias se han distribuido en una malla equiespaciada de $1/3^\circ$ tanto en longitud como en latitud, sobre la superficie isentrópica de 475 K.

Mendoza y Mancho [2010] mostraron que M proporciona una visión global de las estructuras geométricas que tienen interpretación lagrangiana, en un fluido que se mueve arbitrariamente. Este descriptor identifica simultáneamente (de manera no rigurosa) los centros organizativos del mismo (i.e. trayectorias hiperbólicas y sus variedades estables e inestables). Dicho de otra manera, M identifica regiones en el espacio de fases (i.e. la superficie isentrópica en este caso) que separan parcelas de fluido que siguen movimientos cualitativamente muy distintos entre sí. Las diferentes regiones vienen marcadas por cambios abruptos en los valores de M , y las fronteras entre regiones están estrechamente relacionadas con las variedades invariantes [sección II.4; Mendoza y Mancho 2010; Mendoza y Mancho 2012; Mancho *et al.* 2012].

Representación gráfica de M

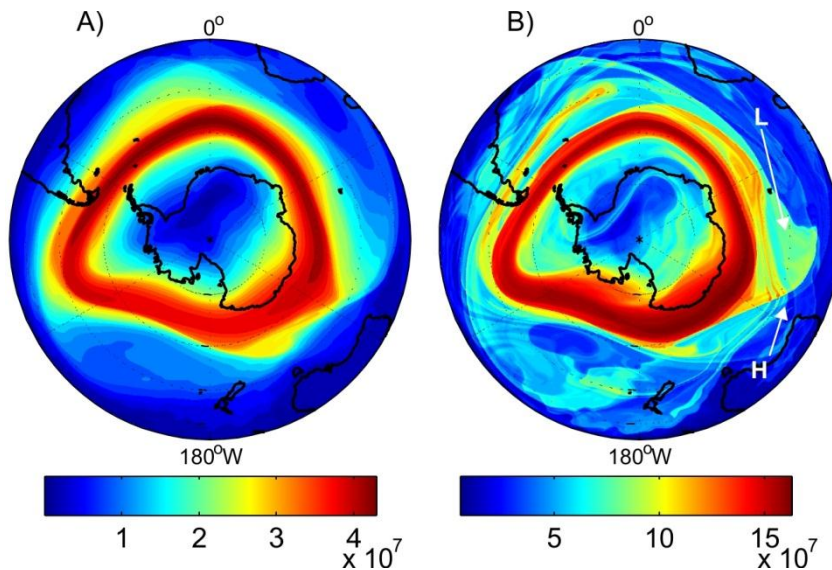


Fig. V.6: Mapas de la función M (m) en el mismo nivel isentrópico y para la misma fecha que los mapas de FTLE de las Figs. V.4 y V.5. con (a) $\tau = 4$ d, y (b) $\tau = 15$ d. Proyección ortográfica, latitud menor representada: 20°S .

Es relevante señalar que la estructura de M depende del tiempo de integración τ [Mendoza y Mancho 2010; Mancho *et al.* 2012]. Esto se puede comprobar en la Fig. V.6, donde se muestran dos mapas hemisféricos de M para el mismo día que las Figs. V.4-5, uno con $\tau=4$ días (Fig. V.6a) y otro con $\tau=15$ días (Fig. V.6b). Con τ pequeño, el descriptor presenta un patrón suave y no ha convergido aún a las estructuras lagrangianas (Fig. V.6a). Con τ suficientemente grande, aparece un patrón con cambios abruptos en los valores de M que se alinean con

las variedades² [Mancho *et al.* 2012] (Fig. V.6b). Conforme τ aumenta, también lo hace la complejidad de M , pues en ella se perfilan más y más detalles de la foliación inducida por las variedades estables e inestables de las trayectorias hiperbólicas. Los cruces entre las líneas de M determinan la presencia de lóbulos (un ejemplo de lóbulo está señalado en la Fig. V.6b mediante la letra L). Las principales intersecciones de estas líneas indican la presencia de los puntos hiperbólicos (la flecha en la Fig. V.6b señala la localización del mismo punto hiperbólico H que en la Fig. V.5). Es interesante indicar que la estructura proporcionada por M usando los datos de reanálisis es más nítida que la de FTLE (Fig. V.5), donde el lóbulo L no se aprecia tan claramente.

c. *Reverse Domain Filling*

La técnica de *Reverse Domain Filling* (RDF) es un método basado en el cálculo de trayectorias que permite resolver escalas espaciales pequeñas a partir de un campo con baja resolución de un trazador (en el caso de esta Tesis, la vorticidad potencial) [O'Neill *et al.* 1994; Sutton *et al.* 1994; Newman y Schoeberl 1995]. Entre otras aplicaciones, RDF se ha usado para identificar eventos de ruptura *hacia el interior* del vórtice usando medidas tomadas desde aviones [Plumb *et al.* 1994; Schoeberl *et al.* 2006] y satélites [p. ej., Glatthor *et al.* 2005]. También se ha usado para identificar mecanismos de erosión del vórtice polar [Schoeberl y Newman 1995].

Se han seguido tres pasos en el cálculo de RDF para el instante t_0 :

- Primero, se calculan retrotrayectorias bidimensionales en el tiempo desde t_0 hasta $t_0 - \tau$ resolviendo la ec. (V.15), partiendo de condiciones iniciales distribuidas en una malla regular (0.5° lon x 0.5° lat) que cubre el hemisferio austral desde 20° S.
- Segundo, se interpolan los valores de la vorticidad potencial (PV) a las posiciones finales de las parcelas de aire en el tiempo $t_0 - \tau$.
- Finalmente, se copian los valores interpolados de PV a la posición inicial de las parcelas en el tiempo t_0 .

Consecuentemente, se está aceptando de manera implícita que la PV se conserva a lo largo de la trayectoria de la parcela de aire.

² El valor umbral de τ para el cual M converge a las estructuras lagrangianas depende, en general, del campo de velocidades.

Representación gráfica de RDF

La Fig. V.7 muestra el campo de PV en el nivel de 475 K tomada directamente del reanálisis (Fig. V.7a) y el reconstruido con RDF usando un tiempo de integración $\tau = 11$ días (Fig. V.7b) para el mismo día que en el mostrado en las Figs. V.4-5-6. Puede apreciarse claramente que el campo reconstruido resuelve estructuras de pequeña escala, como filamentos, que permiten analizar mejor la deformación del campo. Por ejemplo, la flecha en la Fig. V.7b indica la localización de una lengua o filamento (indicado mediante la letra F) de PV que se alarga desde la frontera del vórtice hacia latitudes medias. Este tipo de procesos suele asociarse a ruptura de ondas de Rossby [McIntyre y Palmer 1983]. Como la PV es una cantidad conservativa en el flujo isentrópico estratosférico, el aire en el interior del filamento está siendo transportado. Este hecho, sin embargo, no puede apreciarse bien analizando directamente el campo euleriano de PV (Fig. V.7a). Además, puede apreciarse que el filamento L indicado en la Fig. V.7b coincide aproximadamente con el lóbulo L en el capo de M que parece estar ligado al punto hiperbólico H (Figs. V.5-6).

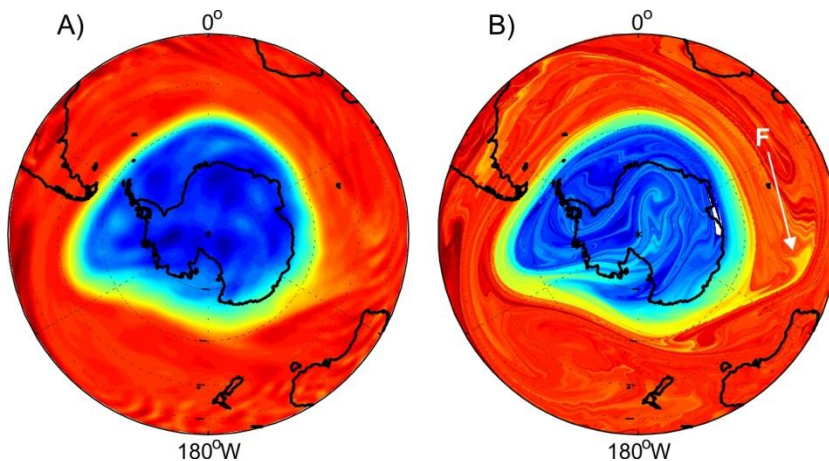


Fig. V.7: Mapas de PV en el nivel isentrópico de 475 K que en las Figs. V.4-5-6 (a) con datos del reanálisis, y (b) reconstruido con RDF usando una $\tau = 11$ días. La flecha en (b) señala una lengua de PV que se desprende del vórtice polar. La escala de colores es la misma en ambos mapas, desde -75 PVU hasta -10 PVU. Proyección ortográfica, latitud menor representada: 20°S.

Para terminar este capítulo, es oportuno señalar que la cantidad de cálculos e información derivada de la aplicación de estos métodos lagrangianos es muy alto. Para calcular un mapa hemisférico de la función M como el de la Fig. V.6 (con una resolución de 0.5° lon x 0.5° lat desde 20°S hasta el polo), correspondiente a

un instante de tiempo, es necesario el cálculo de $3.8 \cdot 10^5$ trayectorias hacia adelante en el tiempo y otras tantas hacia atrás, durante un periodo τ . Para poder estudiar el transporte con la función M durante los meses de septiembre, octubre y noviembre del año 2005 (campaña de VORCORE), se ha obtenido un mapa de M cada 6 h para esos tres meses, lo que implica un cálculo total de alrededor de $2.8 \cdot 10^8$ trayectorias.

VI. Resultados

A continuación se describen los resultados obtenidos en forma de recopilación de artículos.

1. Estudio del control ejercido por el vórtice polar de la baja estratosfera austral en el movimiento de parcelas de aire durante el proceso de debilitamiento y ruptura final del vórtice.

[de la Cámara *et al.* 2010]

En este estudio se abordan los siguientes puntos:

- Características generales del calentamiento final durante la primavera de 2005.
- Comportamiento de trayectorias observadas (i.e. globos de la campaña VORCORE) y simuladas usando datos de reanálisis.
- Caracterización del comportamiento de las trayectorias de ciertos globos a partir del esqueleto geométrico del vórtice polar proporcionado por los exponentes de Lyapunov en tiempo finito usando datos de reanálisis.

Polar night vortex breakdown and large-scale stirring in the southern stratosphere

Alvaro de la Cámara · C. R. Mechoso ·
K. Ide · R. Walterscheid · G. Schubert

Received: 18 February 2009 / Accepted: 7 July 2009 / Published online: 23 July 2009
© Springer-Verlag 2009

Abstract The present paper examines the vortex breakdown and large-scale stirring during the final warming of the Southern Hemisphere stratosphere during the spring of 2005. A unique set of in situ observations collected by 27 superpressure balloons (SPBs) is used. The balloons, which were launched from McMurdo, Antarctica, by the Stratéole/VORCORE project, drifted for several weeks on two different isopycnic levels in the lower stratosphere. We describe balloon trajectories and compare them with simulations obtained on the basis of the velocity field from the GEOS-5 and NCEP/NCAR reanalyses performed with and without VORCORE data. To gain insight on the mechanisms responsible for the horizontal transport of air inside and outside the well-isolated vortex we examine the balloon trajectories in the framework of the Lagrangian properties of the stratospheric flow. Coherent structures of

the flow are visualized by computing finite-time Lyapunov exponents (FTLE). A combination of isentropic analysis and FTLE distributions reveals that air is stripped away from the vortex's interior as stable manifolds eventually cross the vortex's edge. It is shown that two SPBs escaped from the vortex within high potential vorticity tongues that developed in association with wave breaking at locations along the vortex's edge where forward and backward FTLE maxima approximately intersect. The trajectories of three SPBs flying as a group at the same isopycnic level are examined and their behavior is interpreted in reference to the FTLE field. These results support the concept of stable and unstable manifolds governing transport of air masses across the periphery of the stratospheric polar vortex.

Keywords Stratospheric polar vortex dynamics · Vortex breakdown · Large-scale stirring · Finite-time Lyapunov exponents · Hyperbolic manifolds

A. de la Cámara (✉)
Departamento de Geofísica y Meteorología,
Universidad Complutense de Madrid, Madrid, Spain
e-mail: alvarocamara@fis.ucm.es

A. de la Cámara · C. R. Mechoso · K. Ide
Department of Atmospheric and Oceanic Sciences,
University of California, Los Angeles, CA, USA

K. Ide
Department of Atmospheric and Oceanic Science,
University of Maryland, College Park, MD, USA

R. Walterscheid
Space Sciences Department, The Aerospace Corporation,
Los Angeles, CA, USA

G. Schubert
Department of Earth and Space Sciences,
Institute of Geophysics and Planetary Physics,
University of California, Los Angeles, CA, USA

1 Introduction

The spring breakdown of the strong cyclonic vortex that characterizes the winter circulation in the middle atmosphere at high-latitudes—and subsequent transition to summer conditions—is referred to as the final warming. During this period, both vertically propagating planetary waves from the troposphere and increased radiative heating as sunlight returns to the polar regions cooperate in decelerating the flow (Yamazaki and Mechoso 1985). In the Southern Hemisphere the large-scale circulation during the final warming shows systematic features, with a strong anticyclone developing over the Indian Ocean and the cyclonic vortex moving off the pole to break down in the upper levels first and in the middle levels later (Mechoso

et al. 1988). Episodes of enhanced planetary wave activity punctuate this systematic evolution, and are often the most interesting dynamical events in a hemisphere without major mid-winter warmings. A very strong event produced a hitherto unobserved split of the southern polar vortex in September 2002; Charlton et al. (2005) proposed that the dynamics implicated in the split involved non-linear dynamics in the coupled troposphere–stratosphere system, and that the notion of forcing from the lower atmosphere could be inadequate.

Studies of the southern stratosphere and analyses of its final warming accelerated after the discovery of the “Antarctic Ozone hole” by Farman et al. (1985). In the consensus view, chemical processes responsible for ozone destruction are initiated both by sunlight and very low temperatures. The right conditions are reached in early spring inside the Antarctic polar night vortex. On an isentropic surface in the lower stratosphere, enhanced potential vorticity (PV) gradients signal the transition to the polar vortex at the approximate location of the westerly jet. Several studies using Lagrangian techniques have conceptually shown how planetary waves propagating and breaking along the vortex edge externally erode the vortex through the formation of filaments (Polvani and Plumb 1992; Waugh and Plumb 1994). This type of erosion is responsible for the formation and continuous regeneration of the enhanced PV gradients that characterize the vortex “edge”. According to Bowman (1993), stirring results from repeated stretching and folding of material lines due to planetary wave breaking, and finds much higher stirring rates outside than inside the vortex. Mariotti et al. (2000) examined the ozone “collar” (i.e., the band of maximum values in ozone mixing ratio around the Antarctic ozone “hole”) and argued that diabatic descent is responsible for maintaining the local ozone concentrations approximately constant while filaments isentropically disperse collar-like mixing ratios towards lower latitudes. The mechanisms by which air parcels cross the polar vortex edge have been investigated in several studies. Bowman (1996) presents evidence of stirring control in the stratosphere by critical lines, and argues that regions of wave-breaking develop wherein the phase speeds equal the background wind velocity around the austral polar vortex since no waves have phase speeds comparable to the velocities in the jet core. Different arguments have been proposed to explain the formation of barriers to transport: (1) the “PV barrier”, which states that large PV gradients are associated with a Rossby restoring force that reduces meridional exchange (Juckes and McIntyre 1987; Dritschel and McIntyre 2008), and (2) the “strong KAM stability”, which is based on the existence of a Kolmogorov–Arnold–Moser (KAM) invariant torus that survives in a perturbed system; non-chaotic trajectories on such a torus constitute the transport barrier

(Rypina et al. 2007a, 2007b). The former argument leads to the expectation of mixing barriers only on eastward jets, whereas the latter also opens the possibility to westward jets (Beron-Vera et al. 2008).

The present study focuses on the Southern Hemisphere stratosphere during the final warming in 2005. This is a special period because the Stratéole/VORCORE campaign provided a unique set of in situ observations (Hertzog et al. 2007). The project’s observational platforms were super-pressure balloons (SPBs) designed to drift in the lower stratosphere on isopycnic surfaces near the pressure levels of either 50 or 70 hPa. Information collected in preparatory exercises with Stratéole balloons have demonstrated the usefulness of SPB datasets for studies on lower stratospheric dynamics. One campaign based in Ecuador provided evidence of mixed Rossby-gravity and Kelvin waves in the equatorial stratosphere (Vial et al. 2001). The data from another campaign based in Kiruna, Sweden, revealed an enhanced contribution to the spectrum of the horizontal wind component by near-inertial waves (Hertzog et al. 2002). VORCORE launched a total of 27 SPBs from McMurdo, Antarctica. These remained inside the stratospheric polar vortex for several weeks. Boccara et al. (2008a) compared VORCORE data of temperature and horizontal wind velocity with those from the National Center for Environmental Prediction/National Center for Atmospheric Research (NCEP/NCAR) reanalysis and the European Centre for Medium-range Weather Forecasts (ECMWF) operational analysis. The ECMWF analysis provides more accurate fields than the NCEP/NCAR reanalysis, although both exhibit an overall temperature bias. Boccara et al. (2008b) provide a method for estimating features of the gravity wave field from quasi-Lagrangian observations, and Hertzog et al. (2008) apply the method to show, using VORCORE data, that almost two-thirds of the total gravity-wave momentum flux can be attributed to waves generated by mountains. In addition, zonally averaged fluxes over the ocean are similar in magnitude to those above the continent, highlighting the importance of non-orographic gravity waves in the Southern Hemisphere.

The present paper uses VORCORE data to gain insight into the motions of air parcels in the stratospheric polar vortex during the southern final warming of 2005. SPBs are constrained to move on isopycnic surfaces and hence they are not perfect tracers of air parcels. However, from September to mid-October the polar vortex is relatively undisturbed and isopycnic surfaces are almost parallel to isentropic surfaces. Therefore, balloon trajectories during that period can be assumed to approximate air parcels trajectories at least for a few days. The approximation also holds after the vortex final breakdown in early December, when the SPBs drifted in the vicinity of the

zero wind level and the waves became evanescent (Hertzog et al. 2007).

We start in Sect. 2 by providing details on the datasets we use. In Sect. 3 we describe the large-scale evolution of the flow based on zonally averaged quantities and deviations from the zonal mean. In the southern spring of 2005, the vortex in the middle stratosphere moved off the pole after an enhancement in the wavenumber-2 component of the flow (wave 2 event), and gradually weakened until it finally disappeared at the end of November. In the lower stratosphere the changes in the zonal-mean quantities proceeded at a slower pace, and the cyclonic circulation remained until early December. Section 4 describes selected features of the balloon trajectories and compares them with trajectories of air parcels simulated by using the velocity field from the GEOS-5 and NCEP/NCAR reanalyses.

The core of the paper is in Sect. 5, where we look into the mechanisms responsible for the horizontal transport of air inside the vortex and across its edge in the framework of Lagrangian coherent structures (LCS) of the flow. Examples of these structures are hyperbolic invariant manifolds, which govern the transport and mixing in dynamical systems: stable and unstable manifolds act as repelling and attracting material lines, respectively (Haller 2002). Figure 1 is a schematic illustration of these properties. When turbulent flows are time-dependent, stable and unstable manifolds can intersect in a so-called hyperbolic trajectory. Two fluid parcels initially close to each other on either side of the stable manifold will approach the hyperbolic trajectory and diverge on either side of the unstable manifold after a sufficiently long period of time. Consequently, invariant manifolds constitute a barrier that fluid particles cannot cross. In this paper we refer to a SPB as located on either the right or left side of a stable manifold according to

the view from a point on the stable manifold in the direction toward its intersection with the unstable manifold.

To identify the LCS we apply a Lagrangian technique known as finite-time Lyapunov exponents (FTLE). The method quantifies the dispersion rates of fluid parcels by measuring the separation between their trajectories after a predetermined (finite) period. Shadden et al. (2005) provide a numerical method to compute FTLEs, and define LCSs as ridges in their distribution. Haller (2002) examines the accuracy of using FTLEs to extract LCS from a model velocity field. He showed that the invariant manifolds are robust as long as the errors in the model are small according to a special time-weighted norm. Koh and Legras (2002) and Joseph and Legras (2002, JL02 hereafter) visualize the hyperbolic structure of the flow on the Antarctic stratosphere by using the finite-size Lyapunov exponents (FSLE) method. Similar to the FTLE outlined earlier, the FSLE approach quantifies the dispersion rates of fluid parcels based on the period required for the separation between their trajectories to reach a predetermined (finite) length or size. JL02 highlight hyperbolic manifolds in the polar vortex during the southern spring of 1996, and find that the manifolds surrounding the vortex are embedded within a stochastic layer outside the vortex edge (defined as the maximum of the potential vorticity gradient). Their results support the findings by Koh and Plumb (2000) that exchanges of air found by applying lobe dynamics do not occur across the vortex edge, but between the stochastic layer and air at lower latitudes. We have selected to the FTLE method based on our familiarity with it, and our understanding that the results obtained are qualitatively similar to those with FSLE. We emphasize that by using the FTLE method we only seek an approximate determination of the hyperbolic structures of the flow. In this context, the method's usefulness will become evident in a posteriori inspection of observed balloon trajectories.

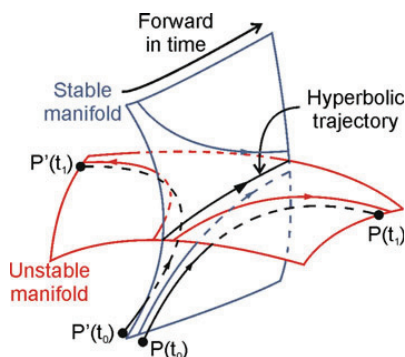


Fig. 1 Behaviour of the hyperbolic trajectory and the trajectories on and near the stable and unstable manifolds. Two trajectories starting from nearby initial conditions across the stable manifolds will diverge after a sufficient time period

2 Data sets

2.1 Reanalyses from operational centers

To obtain the hemispheric fields of horizontal wind velocity, temperature and geopotential heights of pressure levels required by our trajectory calculations we use two global reanalyses: (1) NCEP/NCAR (Kalnay et al. 1996), and (2) Goddard Earth Observing System Version 5 (GEOS5) (Reinecker et al. 2007). The former is available four times daily, with a horizontal resolution of $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ in longitude and latitude, and 17 levels in the vertical from 1,000 to 10 hPa. The GEOS5 reanalysis is available eight times daily, with a horizontal resolution of $0.66^\circ \times 0.5^\circ$ in

longitude and latitude, and 72 levels in the vertical from 976.6204 to 0.0150 hPa. The use of two reanalyses provides a comparative cross-validation of their accuracy and increases the confidence in our findings.

Furthermore, we have at our disposal two different GEOS5 runs for the southern spring of 2005: the first one incorporates wind data from the VORCORE balloons in the assimilation process (hereafter, GEOS5w); the second run does not contain any VORCORE data and will be referred to as GEOS5wo. The VORCORE information used in GEOS5w is wind data from the SPBs, thinned to one observation each 6 h within a $1^\circ \times 1.5^\circ$ grid box.

2.2 VORCORE data

The VORCORE campaign took place in the southern spring of 2005, when 27 SPBs were launched from McMurdo, Antarctica, during September and October. In order to survey two different constant-density levels in the lower stratosphere (at around 50 and 70 hPa pressure levels) there were two SPB types, one with a 10 m diameter and the other with an 8.5 m diameter. The balloons flew successfully inside the stratospheric polar vortex during an average period of 2 months, recording position, pressure and temperature every 15 min. Position was determined using the global positioning system (GPS). The horizontal wind velocities are derived from successive positions by centered finite differences. The number of balloons simultaneously sampling the polar vortex reached a maximum of 21 at the end of October. The VORCORE observations covered the Antarctic continent and ocean poleward of 55°S . The region sampled varied in time due to displacements of the vortex location during the breakdown process. Hertzog et al. (2007) give a complete description of the VORCORE campaign. Further details can also be found in www.lmd.end.fr/STRATEOLE/.

3 Analysis of the large-scale evolution of the 2005 vortex breakdown

In this section we use the NCEP/NCAR reanalysis, which is perfectly adequate for depicting the large-scale features of the flow. Figure 2a presents a time–height section of the zonal-mean temperature at 65°S , from September to December. A slow but persistent warming is clearly seen in the lower and middle stratosphere from the late winter to the early spring. In the middle stratosphere the warming stops around the second half of November, while in the lower stratosphere continues at a slower rate until the end of December. Figure 2b is a time–latitude plot of the zonal-mean temperature at 20 hPa for the same period as Fig. 2a. The meridional temperature gradient changes sign during the first half of October at this level, thus coinciding with a strong wave 2 event (not shown). A similar sign reversal does not occur in the lower stratosphere until mid-November (not shown).

The behavior of the zonal-mean zonal wind from September to December is displayed in Fig. 3. The zonal flow slows down during the whole period, at a faster rate above 30 hPa, where the zonal flow becomes easterly in mid-November (Fig. 3a). The lower stratosphere shows weak mean easterlies only at the very end of the period. The westerly jet core at 20 hPa is between 55 and 65°S at the beginning of September, with velocities over 60 m/s (Fig. 3b). During the last week of September the strongest zonal winds start to weaken and move slightly poleward. By mid-November the zero wind line is at high latitudes.

The final breakdown of the polar vortex in 2005 broadly shows the systematic evolution identified by Mechoso et al. (1988). This includes development of a strong anticyclone over the Indian Ocean (not shown), erosion of the cyclonic vortex first at the top and later at lower levels, and poleward shift of the zonal-mean jet. The early warming event in the middle stratosphere during the first half of October

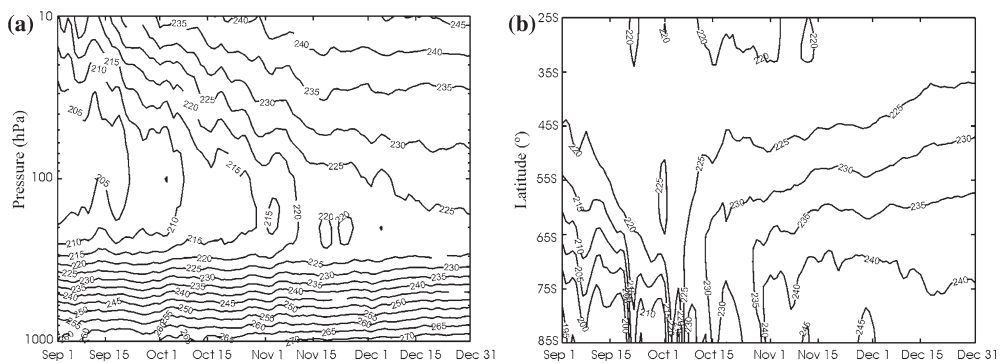


Fig. 2 Time evolution of the zonal-mean temperature from 1 September to 31 December 2005. The contour interval is 5 K. **a** Height–time section at 65°S . **b** Latitude–time section at 20 hPa

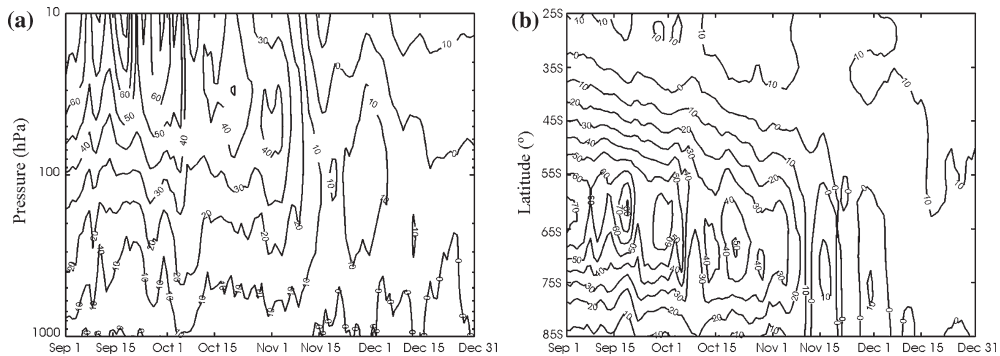


Fig. 3 Time evolution of the zonal-mean zonal wind from 1 September to 31 December 2005. The contour interval is 10 m s^{-1} . **a** Height–time section at 65S. **b** Latitude–time section at 20 hPa

(Fig. 2b), the strong wave 2 event in mid-October (not shown), and the final westerly vortex breakdown in late November together with the onset of the easterly flow (Fig. 3a), closely match one of the two extreme types of spring in the southern stratosphere which Newman (1986) refers to as “early final warming and a strong wave event in mid-October”.

4 Simulated balloon trajectories

4.1 Methodology

In this section we present simulated balloon trajectories using velocity fields from the NCEP/NCAR and GEOS5 reanalyses. As explained in a previous section, VORCORE balloons were designed to fly at two different constant-density levels. In order to calculate the simulated trajectories on the same isopycnic levels, we interpolate the horizontal wind—available at pressure levels—to the isopycnic levels upon which the balloons drifted using the following methodology (similar to Boccarra et al. 2008a):

- First, the average density at flight level is computed by using the temperature and pressure for the two sets of balloons. The values are 0.0916 kg m^{-3} for the 10 m diameter and 0.1237 kg m^{-3} for the 8.5 m diameter balloons.
- Second, density is calculated at each grid point using temperature data at pressure levels from the reanalysis.
- Finally, wind data are vertically interpolated to the two isopycnic levels at the balloon locations.

The initial conditions for the trajectories were set as close as possible to the initial location of the VORCORE balloons. The velocity field for the advection calculation was linearly interpolated from the reanalysis to the position

of the simulated balloons at each time step. For advection, we used a second-order Runge–Kutta integration scheme with a time-step of 3 h during 30 days. The results are insensitive to using a higher order scheme.

4.2 Results

Figure 4 shows the mean spherical distance between actual and simulated balloon positions as function of flight duration, using wind fields from the NCEP/NCAR, GEOS5w and GEOS5wo reanalysis. Vertical bars in Fig. 4 indicate the standard deviation (std), computed the following way:

$$\text{std}^t = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{nb} [(x_i^t - y_i^t) - (\overline{x^t - y^t})]^2}{nb - 1}} \quad (1)$$

where nb is the number of SPBs, x_i^t and y_i^t are the positions of the simulated and actual balloon as a function of time t , respectively, and overbars indicate an average for all the balloons. We note a rapid increase at an almost constant rate during the first ten simulated days, followed by a period of slower growth and more fluctuations. The calculations by Boccarra et al. (2008a) using the ECMWF reanalysis show similar behavior. The distances (errors) are larger with the NCEP/NCAR reanalysis, at least during the first 15 days, when distances reach $1,390 \pm 925 \text{ km}$ at day 5 and $2,090 \pm 1090 \text{ km}$ at day 10. The corresponding values for GEOS5w are $790 \pm 605 \text{ km}$ and $2,030 \pm 1,450 \text{ km}$, while those for GEOS5wo are $840 \pm 570 \text{ km}$ and $1,740 \pm 1,385 \text{ km}$. Thus, including wind data from the VORCORE balloons in the GEOS5 run has primarily local impacts both in space and time near the balloon trajectories.

The results in Fig. 4 are consistent with the trajectories computed using wind fields from the ECMWF reanalysis versus those from the NCEP/NCAR reanalysis as reported by Boccarra et al. (2008a). Hertzog et al. (2004) obtained

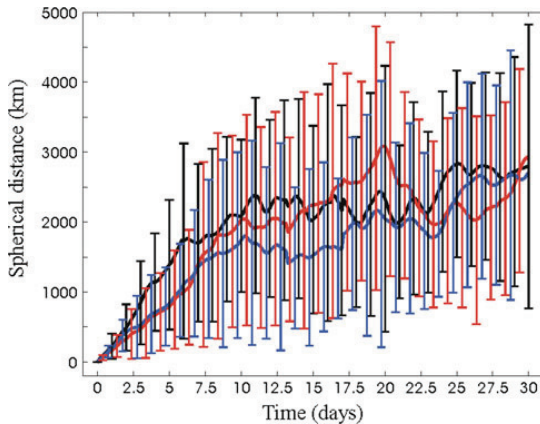


Fig. 4 Mean (solid lines) and standard deviation ($\pm 1\sigma$) (error bars) of the distance between simulated and VORCORE balloon positions as a function of the simulation time. Computed trajectories were calculated using GEOS5w (red), GEOS5wo (blue) and NCEP/NCAR (black) winds

similar results in simulated trajectories in the northern lower stratosphere. The accuracy obtained using both GEOS5 runs is intermediate between the two other reanalysis datasets.

Dvorkin et al. (2001) use a hybrid model for reconstructing four balloon trajectories in the equatorial lower stratosphere. They modify the pure advection model by adding a correction velocity—calculated on the basis of a two-dimensional frictional model—that accounts for the insufficient accuracy of the velocity fields, and find substantial improvement in the computed trajectories. They are cautious, however, in promoting the applicability of their model due to the limited dataset (only four trajectories) and spatial coverage (tropical stratosphere). In the next section we argue that no more refined calculations for parcel trajectories are needed to properly address the goals of the present study.

5 Analysis of selected VORCORE balloon trajectories

In this section we examine selected features in the balloon trajectories in the context of Ertel's potential vorticity and FTLE distributions. This will allow for an assessment of the power of Lagrangian diagnostics in studies of local dispersion properties of turbulent flows. FTLE will help us to identify aspects in the chaotic behavior of the balloons that are not easily explained in an Eulerian framework.

5.1 Methodology for FTLE and PV calculation

Our implementation of the FTLE is as follows. We initialize a reference distribution of parcels on a 0.66°

longitude and 0.5° latitude grid over the extratropical Southern Hemisphere on the two isopycnic levels of VORCORE balloons (i.e., 0.0916 and 0.1237 kg/m^3 on average). For each parcel we consider four others at the grid points to the north, west, south and east. Next, each parcel and the four around it are advected forward and backward in time using GEOS5w wind data linearly interpolated in the horizontal and the vertical directions to the parcel positions, as explained in Sect. 4.1. The time step for the calculation is chosen to be 3 h (the results are insensitive to the choice of a shorter time step). To obtain the FTLEs we apply the same methodology as Shadden et al. (2005). Briefly, the method consists of computing the Cauchy-Green deformation tensor and its maximum eigenvalue (λ_{\max}). This gives:

$$\text{FTLE} = \frac{1}{|T|} \ln \left(\sqrt{\lambda_{\max}} \right) \quad (2)$$

where T is the time interval from the initial to the final position of the parcels, chosen to be 4 days. We have verified that the results using $T = 4, 6$, and 8 days (not shown) are practically identical.

As mentioned in the Introduction, FTLE are not used in the present study to precisely determine hyperbolic manifolds and hyperbolic trajectories. Nevertheless, we will refer to the FTLE maxima as manifolds in this section, and to lines joining FTLE maxima—i.e., where values are above a certain threshold—in the forward (backward) integration as stable (unstable) manifolds. We will justify, a posteriori, that this terminology does not lead to inconsistencies. Moreover, the width of the hyperbolic manifolds visualized by the high FTLE value above the threshold is not representative of the actual width of the kinematic boundaries. Legras et al. (2005) estimated the practical width of the kinematic boundary as a few tens of kilometers based on the ratio of the maximum strain and the diffusion.

Ertel's potential vorticity is calculated in pressure levels (Hoskins et al. 1985)

$$Q = -g(f\vec{k} + \vec{\nabla}_p \times \vec{v}) \cdot \vec{\nabla}_p \theta \quad (3)$$

where Q is PV, g is acceleration of gravity, f is the Coriolis parameter, \vec{v} is the horizontal velocity vector and θ is potential temperature. The values of Q are vertically interpolated to the balloon-flight levels.

5.2 Results

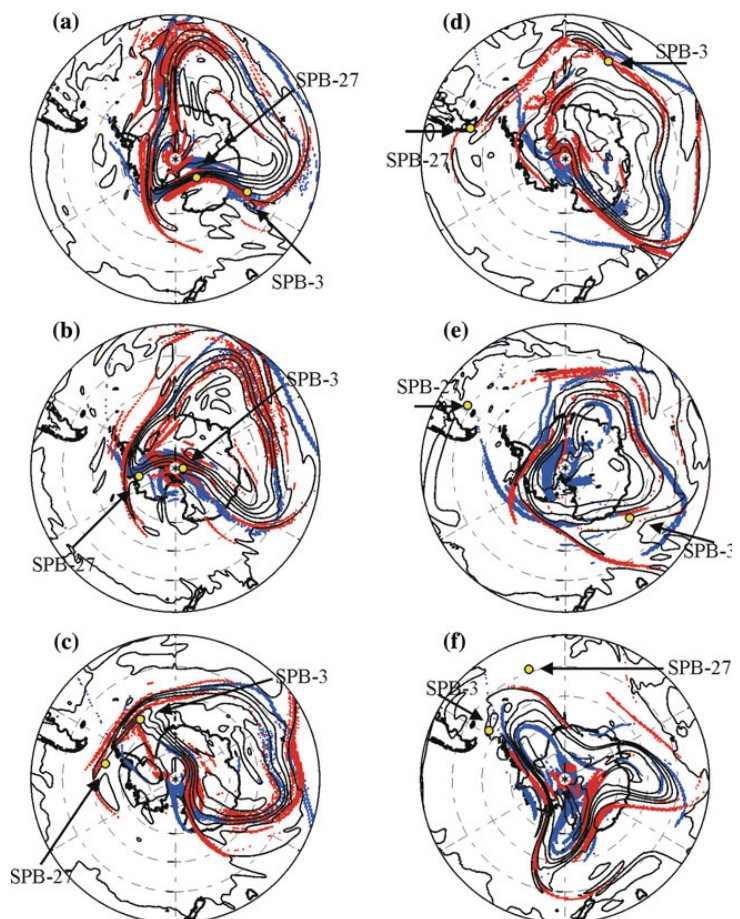
Figure 5 shows the horizontal distribution of PV at the $\rho = 0.0912 \text{ kg/m}^3$ level, superimposed on the lines joining FTLE values above 0.033 h^{-1} for the forward (blue) and backward (red) integrations for six different times around the end of November and beginning of December

2005. The PV distribution in Fig. 5 depicts a weakened and zonally distorted cyclonic polar vortex centered off the pole. As mentioned in Sect. 3, the north-south temperature gradient has already changed signs in the lower stratosphere by the time considered. On 21 November (Fig. 5a), the region of high PV air is located over Antarctica, but shifted towards the Indian Ocean. Westerly winds are very weak at these levels (Fig. 3a), and vertically propagating waves from the troposphere can easily propagate into the lower stratosphere. An anticyclone developing near the date line over the continent is eroding the cyclonic vortex, and a tongue of high PV air is ejecting from the cyclone's periphery and extending to the date line. The anticyclone strengthens as it reaches higher latitudes, and the tongue of PV air lengthens (Fig. 5b, c). In 25 November (Fig. 5d) the tongue has separated from the main vortex, and debris from this separation is visible around the location 60°W – 60°S .

Let us now consider the structure of stable and unstable manifolds in Fig. 5. As pointed out by JL02, the FTLE technique provides a fuzzy description of the manifolds. However, an overall structure clearly emerges, with stable and unstable manifolds surrounding the vortex and intersecting in several locations. The relatively broad appearance of the manifolds impedes a clear view of the complicated tangle of crossings. Nevertheless we do identify main intersections, such as the crossing of a stable and an unstable manifold, from which the high PV air tongue emerges in Fig. 5a and which extends outside the vortex. This feature may indicate the presence of a hyperbolic point in the particular intersection (Haller and Poje 1998; Koh and Plumb 2000).

Figure 5 also shows the location of SPBs number 3 and 27 (SPB-3 and SPB-27, respectively). We will highlight the behavior of these two balloons since they were the only two that managed to escape from the cyclonic vortex

Fig. 5 Contours: potential vorticity maps on the isopycnic level $\rho = 0.0916 \text{ kg m}^{-3}$. Contour interval 8 PVU (1 PVU = $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ K}$). Shaded Central initial location of set of particles with FTLE values above 0.033 h^{-1} for the forward (blue) and backward (red) integrations at the same isopycnic level. Green dots Location of SPB-3 and SPB-27. **a** 21 November at 06 UTC, **b** 22 November at 06 UTC, **c** 31 November at 18 UTC, **d** 25 November at 18 UTC, **e** 28 November at 09 UTC and **f** 2 December at 00 UTC



before complete breakdown. Let us start with SPB-27, which was ejected outside the vortex through the PV tongue mentioned earlier. We can justify this behavior by the possible location of a hyperbolic trajectory. On 21 November (Fig. 5a) SPB-27 is located at 130.7°E and 79.6°S , which is within a region of high PV gradient that characterizes the vortex edge. We are not able to discern the relative position of the balloon with respect to the unstable and stable manifolds on 21 November, but we can see that it is clearly on the left side of the stable manifold on 22 November (Fig. 5b). An analysis based exclusively on the PV contours would be unclear as to whether the balloon will stay at the vortex edge or will go into the emerging PV tongue. A prediction of behavior can be made by examination of the manifolds. SPB-27 approaches the possible hyperbolic trajectory along the stable manifold and, according to dynamical systems theory, the balloon will move away from the hyperbolic trajectory along the unstable manifold. Hence, SPB-27 will drift along the PV tongue. This is precisely the situation found on 23 November (Fig. 5c).

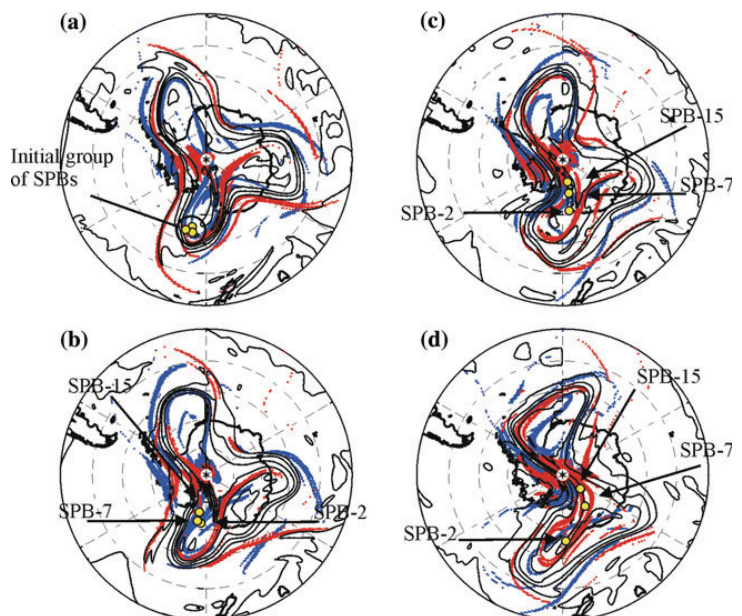
To our knowledge, this is the first time that results obtained using FTLE—or related Lagrangian analysis tools—are checked against observed trajectories of quasi-Lagrangian tracers in the stratosphere. Even though FTLE are not precise indicators of material barriers for the balloon motions, they give useful hints on the balloon behavior.

We next focus on SPB-3. On 21 and 22 November, this balloon is closely following SPB-27 along the maxima of

PV gradient. On 23 November (Fig. 5c) SPB-3 is at the base of the PV tongue along which SPB-27 is escaping. However, SPB-3 and SPB-27 are clearly situated on different regions divided by the manifolds; hence SPB-3 will not exit the vortex on this occasion. On 25 November (Fig. 5d) SPB-3 is still poleward of the region delimited by the intersection of the manifolds, although it is equatorward of the region of high PV gradient. On 28 November (Fig. 5e), another tongue of high PV air is developing around the date line, just in the vicinity of an intersection between a stable and an unstable manifold. The configuration is very similar to that of Fig. 5a. Again, SPB-3 is approaching a tongue on the left side of the stable manifold, and will drift along the unstable branch directly to the PV tongue as shown on the panel corresponding to 2 December (Fig. 5f).

Figure 6 shows plots similar to those in Fig. 5 for four consecutive days in early December. On 3 December the PV field has the imprint of a wave 3 disturbance, which is also discernible in the layout of the manifolds. Figure 6 also shows the positions of three balloons at the same isopycnic level (0.0916 kg m^{-3}), SPB-2, SPB-7 and SPB-15, which on 3 December seem to be drifting as a group. Notably, as we go forward in time (Fig. 6b–d), one of the balloons turns right in its flight and separates from the other two. According to the distribution of FTLE maxima around the group of balloons on 3 December (Fig. 6a), SPB-2 and SPB-7 are located on a stable manifold, but the former is slightly to the right and the latter is a little to the left side of the manifold. SPB-15 is on a different forward FTLE

Fig. 6 The same as Fig. 5, but showing the location of SPB2, SPB7 and SPB15. **a** 3 December at 00 UTC, **b** 4 December at 00 UTC, **c** 5 December at 00 UTC and **d** 6 December at 00 UTC



maximum, a bit to the east. The three balloons are clearly inside the region delimited by the maximum PV gradient, and SPB-2 and SPB-7 are both inside a small pool of higher PV air than the surroundings. On 4 December (Fig. 6b) the three balloons are in a region with the same PV, and there is no reason to expect a separation in the group of balloons. However, SPB-2 is slightly on the right of a stable manifold, which separates this balloon from the other two. During the following 2 days (5 and 6 December; Fig. 6c, d), while the PV contours show the progression of the final breakdown of the vortex at this level, SPB-2 stays inside a lobe delimited by intersections of FTLE maxima, whereas SPB-7 and SPB-15 drift away from SPB-2. Both SPB-2 and SPB-7 are still in the same PV region, but have drifted far away from each other. These results provide observational evidence of hyperbolic manifolds delineating different regions of stirring in the Southern Hemisphere stratospheric polar vortex during its final breakdown.

6 Discussion

We have reported two examples of VORCORE SPBs (SPB-3 and SPB-27) that managed to escape from the Antarctic polar vortex (Fig. 5). The flight histories of those balloons are very different from each other. SPB-27 was launched on October 28 already at the vortex edge (high horizontal PV gradient); SPB-3 was released early in the campaign on September 9 and inside the well-isolated vortex of early spring. During September, SPB-3 remains well inside the vortex, following an almost isentropic trajectory since it moves practically along PV contours and isopycnic and isentropic surfaces are nearly parallel to each other. Isopycnic and isentropic surfaces do not remain parallel during October and November due to the progressive warming and the effects of planetary wave disturbances in the lower stratosphere. In this way, SPB-3 could cross PV isolines and approach the vortex edge as a prelude to its escape. From a physical viewpoint, erosion of the vortex by wave disturbances and development of high PV air tongues that are expelled out are the responsible mechanisms for the balloons leaving the vortex. On the other hand, the presence of hyperbolic trajectories does seem to control which balloons succeed in escaping and which do not. Hence, FTLE diagnostics enhances the power of isentropic analysis for a better understanding of the balloons' motions.

Joseph and Legras (2002) provided evidence of a stochastic layer around the vortex, the interior closure of which is the vortex edge. They also showed hyperbolic manifolds—identified by application of the FSLE technique—governing air stirring in this layer, and identified lobe dynamics as the responsible mechanism for injection

of air from the stochastic layer to lower latitude areas and vice versa. Although JL02 did not directly address the kinematic mechanisms at work for the transport across the vortex edge, they hypothesized that the stochastic layer and its interior closure (the vortex edge) need to be defined over time intervals short enough for isentropic advection to dominate over diffusion and diabatic processes (in our case, isentropic advection will always dominate over molecular diffusion for the resolved spatial scales). They stated that from one of these intervals to the next, parts of the new stable manifolds may lie inside the previously isolated vortex and thus vortex air might be incorporated into the stochastic layer. Our results in Fig. 5 support this hypothesis. SPB-27 flies along the vortex edge—high PV gradients—for several days (not shown), but it is not until the stable manifold intrudes into this region that the balloon leaves the vortex.

Our success in applying FTLE to study observed balloon trajectories suggest that the accuracy of the trajectory calculations (Sect. 4) is adequate for the calculation of FTLE. Haller (2002) concludes that errors in individual particle trajectories will spread along hyperbolic manifolds, but errors transverse to hyperbolic manifolds remain small. This is to say that true and computed material lines will not separate exponentially though true and computed trajectories may do so. In the present paper there has been no discrimination between maximized FTLE and hyperbolic manifolds. Even so, it has been shown that this discrimination is not required since there is good agreement between balloon trajectories and the FTLE distribution. Therefore, an improvement in the trajectory computations—i.e., a higher order scheme of integration, shorter time step for the integration or the use of a more complex model for balloon motion as in Dvorkin et al. (2001)—might lead to a more realistic representation of the motions of individual fluid parcels, but it would not necessarily change the general structure of the hyperbolic manifolds.

7 Summary and conclusions

We have investigated the vortex breakdown in the southern stratosphere during the spring of 2005. A large-scale analysis of the final warming has been performed by means of zonally averaged quantities—zonal wind and temperature. The results indicate that persistent zonal mean easterlies at high latitudes do not appear in the middle stratosphere until December, whereas the reversal of the latitudinal temperature gradient already occurs during the first half of October.

Our main goal has been the better understanding of the control exerted by the polar vortex on the motion of air parcels during the process of vortex weakening and

breaking. We made use of a unique set of in situ observations of the lower stratosphere provided by the Stratéole/VORCORE superpressure balloons that drifted on isopycnic surfaces in the Antarctic region for several months. Simulated balloon trajectories using horizontal wind data at isopycnic levels from NCEP/NCAR, GEOS5w and GEOS5wo reanalysis were obtained and compared with the observed trajectories. The results showed a rapid increase in the distance between simulated and actual balloon locations during the first 10 days, followed by a period of fluctuations. These findings are in agreement with Troun- day et al. (1995). The accuracy of our trajectories computed with GEOS5 is intermediate between ECMWF—the best accuracy—and NCEP/NCAR reanalyses, in agreement with Boccara et al. (2008a).

Selected balloon trajectories were analyzed using a combination of potential vorticity diagnostic and FTLE at isopycnic levels. FTLE are used to determine approximate locations of maximum divergence of air parcel trajectories, and hence to broadly identify hyperbolic manifolds in the lower stratospheric flow. To our knowledge, this is the first time that FTLE have been successfully used to analyze observed trajectories in the stratosphere.

We have shown that two SPBs escaped from the vortex inside tongues of high PV vortex air ejected from its periphery. The tongues developed in the region where an anticyclone erodes the vortex, and they are thus interpreted as a signature of wave breaking. In addition, the ejections occur in the intersection of forward and backward FTLE maxima (approximately stable and unstable manifolds, respectively), indicating the presence of a hyperbolic trajectory. For the ejection of SPB-27, the flow evolves in such a way that the stable manifold slightly crosses the edge of the vortex in the location where SPB-27 is positioned. SPB-27, therefore, moves away from the hyperbolic trajectory along the unstable manifold inside the high PV air tongue. This result supports JL02's contention that a stable manifold, usually located in the outside surroundings of the vortex edge (in the "stochastic layer"), may lie inside the vortex and take out air from inside.

We have also reported an example of manifolds delimiting different regions of stirring when the vortex is breaking down in the lower southern stratosphere (Fig. 6). In this regard we examined the trajectories of three balloons flying as a group at the same isopycnic level. At some point in time one of the balloons separates from the other two. Our FTLE calculations using analyzed winds are successful in locating the three balloons on different mixing regions separated by hyperbolic manifolds.

A number of studies have applied FTLE or related techniques to identify LCS and investigate transport and stirring in the stratosphere and the ocean (d'Ovidio et al. 2004; Lehahn et al. 2007; Waugh and Abraham 2008).

Some of these studies have used indirect observational evidence to support the conclusion that the calculation of manifolds using reanalysis products is useful for analyzing real trajectories. For example, Bowman et al. (2007) calculated invariant manifolds in the upper troposphere and successfully contrasted them with the distribution of in situ and satellite measurements of different constituents (water vapor, ozone, etc.). To our knowledge, the present paper is the first to verify the calculations from manifolds against observed trajectories of quasi-Lagrangian tracers in the stratosphere. These results have implications for the better understanding of the dynamics of the polar vortex isolation, which is an integral component of the Antarctic ozone hole formation.

Acknowledgments The authors especially thank Andrew V. Tangborn, from the National Aeronautics and Space Administration (NASA), for providing with the GEOS5 data and Lynette J. Gelinass for helpful discussion. The authors are also grateful to the two anonymous reviewers for their constructive and useful comments that help improve the manuscript. VORCORE was jointly supported by Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), France, the Centre National d'Études Spatiales (CNES), France, and the National Science Foundation (NSF), USA. The research was supported by NSF Grant ATM-0732222 and by Office of Naval Research Grants N00014040191 and N000140910418 and by the Spanish Ministry of Science and Innovation project CGL2008-06295.

References

- Reinecker MM et al (2007a) The GEOS-5 data assimilation system: a documentation of GEOS-5.0, in Tech. Rep. 104606 V27, NASA. Internal communication
- Beron-Vera FJ, Brown MG, Olascoaga MJ, Rypina II, Koçak H, Udovychenkov IA (2008) Zonal jets as transport barriers in planetary atmosphere. *J Atmos Sci* 65:3316–3326
- Boccara G, Hertzog A, Basdevant C, Vial F (2008a) Accuracy of NCEP/NCAR reanalyses and ECMWF analyses in the lower stratosphere over Antarctica in 2005. *J Geophys Res.* doi: [10.1029/2008JD010116](https://doi.org/10.1029/2008JD010116)
- Boccara G, Hertzog A, Vincent RA, Vial F (2008b) Estimation of gravity-momentum flux and phase speeds from quasi-Lagrangian stratospheric balloon flights. 1: theory and simulations. *J Atmos Sci* 65:3042–3055
- Bowman KP (1993) Large-scale isentropic properties of the Antarctic polar vortex from analyzed winds. *J Geophys Res* 98:23013–23027
- Bowman KP (1996) Rossby wave phase speeds and mixing barriers in the stratosphere. Part I: observations. *J Atmos Sci* 53:905–916
- Bowman KP, Pan LL, Campos T, Gao R (2007) Observations of fine-scale transport structure in the upper troposphere from the high-performance instrumented airborne platform for environmental research. *J Geophys Res* 112:D18111. doi:[10.1029/2007JD008685](https://doi.org/10.1029/2007JD008685)
- Charlton AJ, O'Neill A, Lahoz WA, Berrisford P (2005) The splitting of the stratospheric polar vortex in the Southern Hemisphere, September 2002: dynamical evolution. *J Atmos Sci* 62:590–602
- d'Ovidio F, Fernández V, Hernández-García E, López C (2004) Mixing structures in the Mediterranean Sea from finite-size Lyapunov exponents. *Geophys Res Lett* 31:L17203. doi: [10.1029/2004GL020328](https://doi.org/10.1029/2004GL020328)

- Dritschel DG, McIntyre ME (2008) Multiple jets as PV staircases: the Phillips effect on the resilience of eddy-transport barriers. *J Atmos Sci* 65:855–874
- Dvorkin Y, Paldor N, Basdevant C (2001) Reconstructing balloon trajectories in the tropical stratosphere with a hybrid model using analysed fields. *Q J R Meteorol Soc* 127:975–988
- Farman JC, Gardiner BG, Shanklin JD (1985) Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal ClO_x/NO_x interaction. *Nature* 315:207–210
- Haller G (2002) Lagrangian coherent structures from approximate velocity data. *Phys Fluids* 14:1851–1861
- Haller G, Poje AC (1998) Finite time transport in aperiodic flows. *Phys D* 119:352–380
- Hertzog A, Vial F, Mechoso CR, Basdevant C, Cocquerez P (2002) Quasi-Lagrangian measurements in the lower stratosphere reveal an energy peak associated with near-inertial waves. *Geophys Res Lett* 29:1229. doi:10.1029/2001GL014083
- Hertzog A, Basdevant C, Vial F, Mechoso CR (2004) The accuracy of stratospheric analyses in the Northern Hemisphere inferred from long-duration balloon flights. *Q J R Meteorol Soc* 130:607–626
- Hertzog A, Cocquerez P, Basdevant C, Boccara G, Bordereau J, Briot B, Cardonne A, Guilbon R, Ravissot A, Schmitt E, Valdivia JN, Venel S, Vial F (2007) Strateole/VORCORE—long-duration, superpressure balloons to study the Antarctic lower stratosphere during the 2005 winter. *J Atmos Oceanic Technol* 24:2048–2061
- Hertzog A, Boccara G, Vincent RA, Vial F (2008) Estimation of gravity–momentum flux and phase speeds from quasi-Lagrangian stratospheric balloon flights. 2: results from the VORCORE campaign in Antarctica. *J Atmos Sci* 65:3056–3070
- Hoskins BJ, McIntyre ME, Robertson AW (1985) On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart J R Meteorol Soc* 111:877–946
- Joseph B, Legras B (2002) Relation between kinematic boundaries, stirring, and barriers for the Antarctic polar vortex. *J Atmos Sci* 59:1198–1212
- Juckes NM, McIntyre ME (1987) A high-resolution one-layer model of breaking planetary waves in the stratosphere. *Nature* 328:590–596
- Kalnay E et al (1996) The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull Am Meteorol Soc* 77:437–471
- Koh T-Y, Legras B (2002) Hyperbolic lines and the stratospheric polar vortex. *Chaos* 12:382–394
- Koh T-Y, Plumb RA (2000) Lobe dynamics applied to barotropic Rossby-wave breaking. *Phys Fluids* 12:1518–1528
- Legras B, Pissot I, Berthet G, Lefèvre F (2005) Variability of the Lagrangian turbulent diffusion in the lower stratosphere. *Atmos Chem Phys* 5:1605–1622
- Lehahn Y, d'Ovidio F, Lévy M, Heifetz E (2007) Stirring of the northeast Atlantic spring bloom: a Lagrangian analysis based on multisatellite data. *J Geophys Res* 112:C08005. doi:10.1029/2006JC003927
- Mariotti A, Mechoso CR, Legras B, Daniel V (2000) The evolution of the ozone “collar” in the Antarctic lower stratosphere during early August 1994. *J Atmos Sci* 57:402–414
- Mechoso CR, O'Neill A, Pope VD, Farrara JD (1988) A study of the stratospheric final warming of 1982 in the southern hemisphere. *Q J R Meteorol Soc* 114:1365–1384
- Newman PA (1986) The final warming and the polar vortex disappearance during the Southern Hemisphere spring. *Geophys Res Lett* 13:1228–1231
- Polvani LM, Plumb RA (1992) Rossby wave breaking, microbreaking, filamentation and secondary vortex formation: the dynamics of a perturbed vortex. *J Atmos Sci* 49:462–476
- Rypina II, Brown MG, Beron-Vera FJ, Koçak H, Olascoaga MJ, Udovychenko IA (2007a) On the Lagrangian dynamics of atmospheric zonal jets and the permeability of the stratospheric polar vortex. *J Atmos Sci* 64:3595–3610
- Rypina II, Brown MG, Beron-Vera FJ, Koçak H, Olascoaga MJ, Udovychenko IA (2007b) Robust transport barriers resulting from strong Kolmogorov–Arnold–Moser stability. *Phys Rev Lett* 98:104102. doi:10.1103/PhysRevLett.98.104102
- Shadden SC, Lekien F, Marsden JE (2005) Definition and properties of Lagrangian coherent structures from finite-time Lyapunov exponents in two-dimensional aperiodic flows. *Phys D* 212:271–304
- Trounady B, Perthuis L, Strebelle S, Farrara JD, Mechoso CR (1995) Dispersion properties of the flow in the southern stratosphere during winter and spring. *J Geophys Res* 100:13901–13917
- Vial F, Hertzog A, Mechoso CR, Basdevant C, Cocquerez P, Dubourg V, Nouel F (2001) A study of the dynamics of the equatorial lower stratosphere by use of ultra-long-duration balloons, 1: planetary scales. *J Geophys Res* 106:22725–22743
- Waugh DW, Abraham ER (2008) Stirring in the global surface ocean. *Geophys Res Lett* 35:L20605. doi:10.1029/2008GL035526
- Waugh DW, Plumb RA (1994) Contour advection with surgery: a technique for investigating finescale structure in tracer transport. *J Atmos Sci* 51:530–540
- Yamazaki K, Mechoso CR (1985) Observations of the final warming in the stratosphere of the Southern Hemisphere during 1979. *J Atmos Sci* 42:1198–1205

2. Rutas de transporte a través del vórtice polar estratosférico durante la primavera austral

[de la Cámara *et al.* 2012a]

En este estudio se aplica por primera vez el descriptor lagrangiano M al estudio del transporte estratosférico, con los siguientes objetivos:

- Caracterización detallada del esqueleto geométrico asociado a la dinámica de parcelas de aire en el vórtice polar, tanto en su periferia exterior como en su interior.
- Identificación y estudio de eventos de intercambio de materia a través de la frontera del vórtice polar.

Routes of Transport across the Antarctic Polar Vortex in the Southern Spring

ALVARO DE LA CÁMARA

Departamento de Geofísica y Meteorología, Universidad Complutense de Madrid, and Instituto de Ciencias Matemáticas, CSIC-UAM-UC3M-UCM, Madrid, Spain

ANA M. MANCHO

Instituto de Ciencias Matemáticas, CSIC-UAM-UC3M-UCM, Madrid, Spain

KAYO IDE

Department of Atmospheric and Oceanic Science, Center for Scientific Computing and Mathematical Modelling, and Earth Science Interdisciplinary Centre, Institute for Physical Science and Technology, College Park, Maryland

ENCARNA SERRANO

Departamento de Geofísica y Meteorología, Universidad Complutense de Madrid, Madrid, Spain

CARLOS R. MECHOSO

Department of Atmospheric and Oceanic Sciences, University of California, Los Angeles, Los Angeles, California

(Manuscript received 19 May 2011, in final form 29 August 2011)

ABSTRACT

Transport in the lower stratosphere over Antarctica has been studied in the past by means of several approaches, such as contour dynamics or Lyapunov exponents. This paper examines the problem by means of a new Lagrangian descriptor, which is referred to as the function M . The focus is on the southern spring of 2005, which allows for a comparison with previous analyses based on Lyapunov exponents. With the methodology based on the function M , a much sharper depiction of key Lagrangian features is achieved and routes of large-scale horizontal transport across the vortex edge are captured. These results highlight the importance of lobe dynamics as a transport mechanism across the Antarctic polar vortex.

1. Introduction

During the last two decades, much attention has been paid to the study of large-scale horizontal transport and stirring in the stratospheric polar night vortex (SPV) in view of its importance for the dissipation of the “Antarctic ozone hole” (e.g., Shepherd 2007, and references therein). In this regard, both observational and numerical model studies demonstrate that horizontal air exchange is inhibited across the vortex edge where the potential

vorticity (PV) field on isentropic surfaces has sharp gradients (e.g., Manney et al. 1994). Large-scale Rossby wave breaking in the SPV is responsible for the formation of what in the Lagrangian perspective is referred to as hyperbolic trajectories, and for the continuous erosion and regeneration of the PV gradients by filamentation (Bowman 1993). On the basis of results using a three-dimensional transport model, Li et al. (2002) suggest that horizontal air transport out of the vortex into stratospheric midlatitudes is much smaller than that descending to the troposphere. Chen et al. (1994) measure the stretching of material lines in the middle stratosphere (i.e., the 600-K isentropic surface) during the southern winter and spring of 1992 using the contour advection technique (Dritschel 1989). Their findings portray stronger stirring either in the surf zone outside the

Corresponding author address: Alvaro de la Cámara, Departamento de Geofísica y Meteorología, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Ciudad Universitaria, Madrid 28040, Spain.
E-mail: alvarocamara@fis.ucm.es

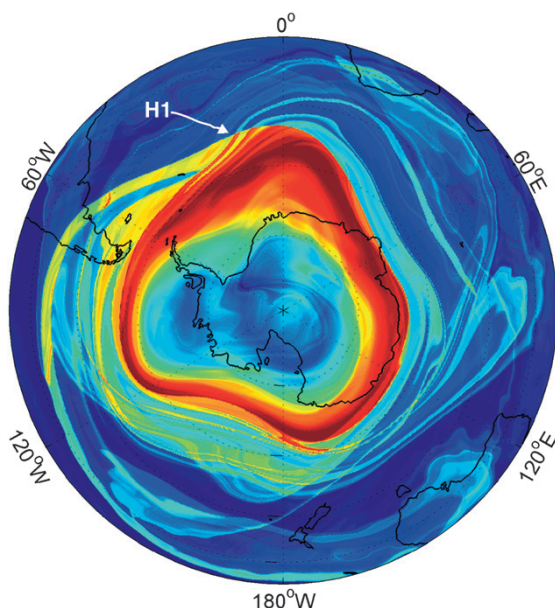


FIG. 1. The function M ($\tau = 15$ days) for 1 Nov 2005 on the isentropic surface of 475 K. The location of a hyperbolic trajectory is labeled H1.

SPV (McIntyre and Palmer 1984) or inside the vortex than on the vortex edge. The local differences in stirring have impacts on the Antarctic ozone hole development. Lee et al. (2001), working with a three-dimensional chemical transport model, show that greater ozone losses take place in the vortex edge until mid-September because of weak mixing in this region. Chen (1994) investigates the permeability of the SPV in the southern late winter of 1993. According to his results, in the period considered the vortex becomes more isolated as altitude increases, and there is virtually no mass transport across the vortex edge above 425 K.

A fundamental approach to the study of horizontal transport in the SPV has been based on concepts from dynamical systems theory (Wiggins 1992; Samelson and Wiggins 2006). The key tools from this perspective are hyperbolic trajectories and their stable and unstable manifolds (Wiggins 2003; Mancho et al. 2006a; Mendoza and Mancho 2010b, manuscript submitted to *Phys. D.*) Hyperbolic trajectories are the extension to time-dependent flows of the concept of hyperbolic points, which can be visualized as stagnation points of the streamfunction field in two-dimensional stationary flows. In this context, convergence and divergence toward the hyperbolic trajectory occur along the stable and unstable manifolds, respectively. These are invariant objects that act as material boundaries to transport since no particles can cross them by advection processes. Stable and unstable manifolds of

hyperbolic trajectories intersect forming lobes, and the dynamics of these lobes are responsible for mass transport across the boundaries formed by the manifolds (Wiggins 1992; Mancho et al. 2006a). In the SPV context, the direct computation of manifolds has not been the norm, and approximate methods—such as finite-time or finite-size Lyapunov exponents (FTLEs and FSLEs, respectively)—have been used. The basic ideas for what are now referred to as FTLEs were originally proposed by Bowman (2000), made more rigorous in a series of papers by Haller (2000, 2001), and applied to the Antarctic stratospheric flow in several studies (e.g., Lekien and Ross 2010; de la Cámara et al. 2010, hereafter DLC10). DLC10 calculate FTLEs to visualize the Lagrangian coherent structures of the flow in the lower southern stratosphere during spring 2005. This particular period corresponds to the Vorcore project, which released isopycnal, superpressure balloons in the polar stratosphere over Antarctica (Hertzog et al. 2007). Since such balloons can be taken as quasi-Lagrangian tracers, DLC10 support their Lagrangian analysis with Vorcore data by showing that outstanding features in some balloon trajectories are consistent with the flow structure described by the FTLEs. For example, the sudden split in the trajectories of balloons previously drifting as a group is interpreted as a consequence of the balloons coming to locations that are very close geographically but on different sides of a ridge in the FTLE field. Aurell et al. (1997) introduce FSLE and Joseph and Legras (2002) and Koh and Legras (2002) apply them in studies of the Antarctic stratospheric flow. All these studies have confirmed that methods based on Lyapunov exponents can succeed in capturing the essentials of the Lagrangian structure, but they only provide a blurry view of the manifolds.

The present paper documents the first application to the study of transport in the SPV of a recently proposed Lagrangian descriptor: the function M (Madrid and Mancho 2009; Mendoza and Mancho 2010a, hereafter MM10). MM10 demonstrate the usefulness of M as a global Lagrangian descriptor in dynamical systems with arbitrary time dependence in applications of the technique to studies of ocean flows estimated from altimeter data (Río and Hernández 2004). In particular, MM10 show that the function “ M displays all stable and unstable manifolds from all possible hyperbolic trajectories in the neighborhood of a region, without need to identify hyperbolic trajectories a priori, as required by the manifold algorithm (see Mancho et al. 2004).” We show that a methodology based on M results in a significantly improved visualization of Lagrangian coherent structures in the SPV context. We also show that the methodology facilitates the identification of transport routes across the vortex edge, even without a direct computation of manifolds from selected hyperbolic trajectories.

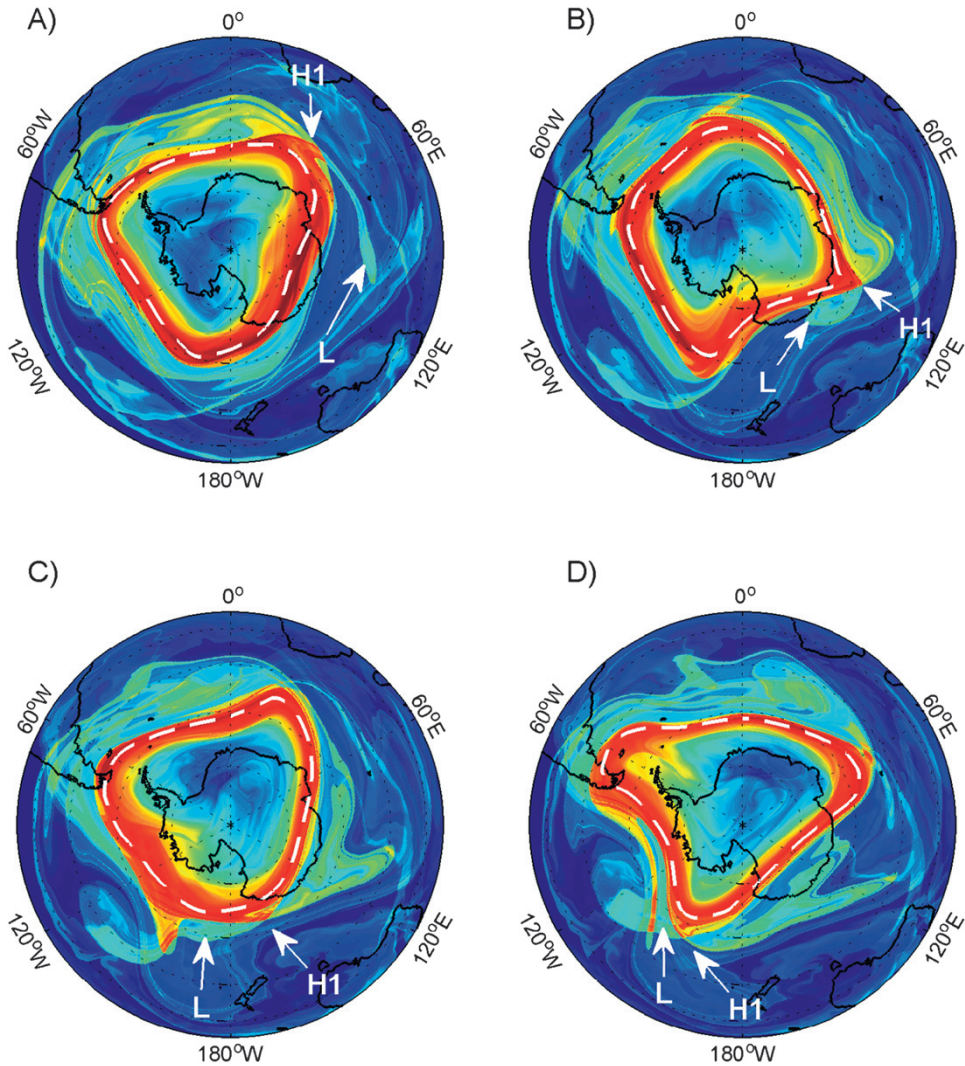


FIG. 2. As in Fig. 1, but for 2, 4, 5, and 6 Nov 2005. The same hyperbolic trajectory as in Fig. 1 and locations of a lobe entering the collar region from midlatitudes are labeled H1 and L, respectively. The dashed line is the PV contour with the strongest PV horizontal gradient.

Our focus is on the southern spring of 2005, which was examined by DLC10 using Lyapunov exponents. We start by characterizing accurately the Lagrangian geometry of the SPV and by showing Lagrangian structures within the vortex core. Next, we examine routes of large-scale horizontal transport across the vortex edge and highlight the importance of lobe dynamics as transport mechanism. The remainder of the paper is organized in the following way: section 2 describes the data and methods, section 3 presents the results, and section 4 contains the conclusions.

2. Data and methods

The function M is defined as follows:

$$M_{\tau}(x_0, y_0, z_0, t_0) = \int_{t_0-\tau}^{t_0+\tau} dt \sqrt{[dx(t)/dt]^2 + [dy(t)/dt]^2 + [dz(t)/dt]^2}, \quad (1)$$

where $[x(t), y(t), z(t)]$ define the trajectory of a fluid parcel such that $x_0 = x(t_0)$, $y_0 = y(t_0)$, $z_0 = z(t_0)$ (Madrid

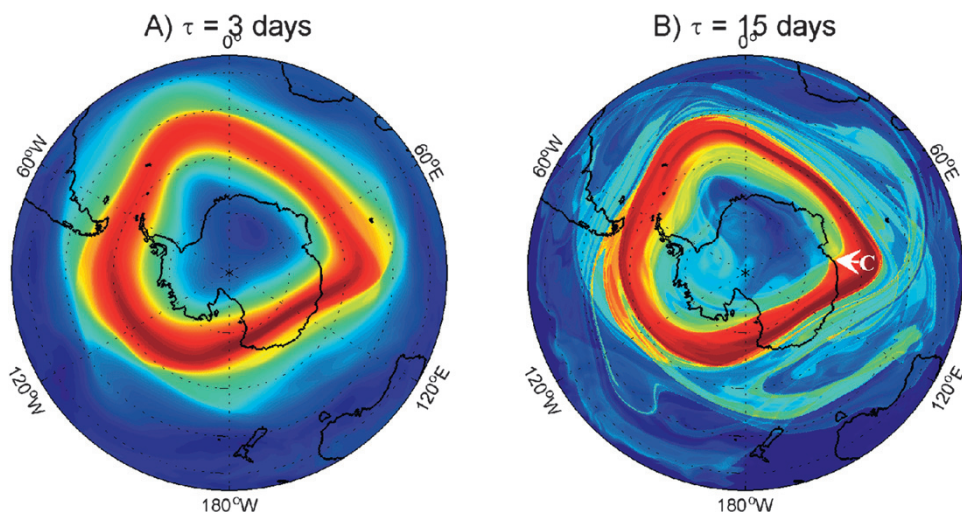


FIG. 3. As in Fig. 1, but for 17 Oct 2005 using $\tau =$ (a) 3 and (b) 15 days. The location of a hyperbolic trajectory in the vortex interior is labeled C in (b).

and Mancho 2009). Accordingly, M measures the length of trajectories in the phase space passing through (x_0, y_0, z_0) at $t = t_0$ over a range of times $[t_0 - \tau, t_0 + \tau]$. Calculation of M implies the integration of “backward” trajectories from t_0 to $t_0 - \tau$, and of “forward” trajectories from t_0 to $t_0 + \tau$.

In the present study we assume adiabatic flows (i.e., that fluid parcels remain on the same isentropic surfaces during the interval of calculation). Many studies have demonstrated the usefulness of such approximation for a better understanding of transport and mixing properties in the lower stratosphere (e.g., Bowman 1993; Chen 1994; Chen et al. 1994; Lee et al. 2001; Joseph and Legras 2002). We compute trajectories on the 475-K isentropic surface (~ 20 km) by using the 4-times-daily horizontal wind fields from the interim European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) Re-Analysis (ERA-Interim; Simmons et al. 2006), which is available on a 1.5° longitude \times 1.5° latitude grid. To bypass the singularity at the pole in spherical coordinates we work on a three-dimensional system of Cartesian coordinates. Trajectories are computed from points on a $1/3^\circ$ longitude \times $1/3^\circ$ latitude grid on the 475-K isentropic surface south of 20°S by application of a fourth-order Runge–Kutta scheme with a time step of 1 h. We have checked the sensitivity of the results to degrading the horizontal resolution of the ERA-Interim fields to 3° longitude \times 3° latitude and 6° longitude \times 6° latitude, and to changing the resolution of the grid for the calculation of M . The results are marginally sensitive to these changes (not shown). The velocity field at fluid

parcel locations is obtained with a combination of a bi-cubic interpolation in space and a third-order Lagrange polynomial interpolation in time (Mancho et al. 2006b). The total length of the trajectory—that is, the value of M —is estimated assuming that consecutive points in time are joined by straight lines.

Figure 1 displays the structure of the function M on the 475-K isentropic surface (with $\tau = 15$ days) on 1 November 2005. The large-scale pattern corresponds to the typical structure of the flow during the southern final warming (Méchoso et al. 1988). In inspecting maps of M , one looks for sharp color gradients, which are aligned with stable and unstable manifolds (MM10). One also looks for crosshatched patterns, which are indicative of the manifold crossing and hence of the presence of hyperbolic trajectories (MM10). In some special cases, these trajectories play key roles in organizing the geometry of the flow and are referred to as “distinguished” (Madrid and Mancho 2009). In the present paper, we perform a visual inspection of M maps looking for geometric structures characterized by crosshatched patterns and interpret them as evidence of hyperbolic trajectories. Note that these will not be rigorously characterized in our flow, but we are applying a criterion derived from MM10, in which they were computed in detail. For example, according to our method, we interpret the outstanding crosshatched pattern of M in the neighborhood of the point labeled “H1” in Fig. 1 as indicative of a hyperbolic trajectory. By contrast, Fig. 1 shows high values of M (red colors) with a smooth structure in locations of the jet stream. These correspond to long

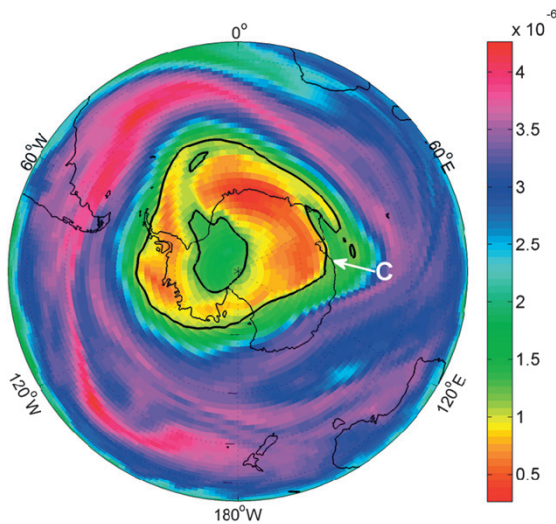


FIG. 4. Distribution of ozone mass mixing ratio (kg kg^{-1}) at 475 K for 17 Oct 2005. The solid black contour is the $1.2 \times 10^{-6} \text{ kg kg}^{-1}$ isoline. The position of the hyperbolic point C in Fig. 3b is highlighted.

trajectories in the time period 2τ under consideration and indicate how difficult it is for manifolds to cross the jet, thus highlighting its insulating role.

3. Discussion of lobe transport in the interior and exterior of the stratospheric polar vortex

a. Lobe dynamics in the collar

The region surrounding the SPV is traditionally interpreted as one in which wave breaking and stretching and folding of material lines lead to transport processes (Shepherd 2007). Bowman (2000) notes the tangle of manifolds in the surf zone and boundary of the vortex edge. Joseph and Legras (2002) find lobe dynamics to occur in the periphery of the vortex and conclude that transport by lobes is responsible for mass exchange between the surf zone and a “stochastic layer” that surrounds the vortex. The latter region is bounded by the tangle of manifolds and lobes in the equatorward side, and by the vortex edge in the poleward side. We will refer to this region as the “collar” as in the paper by Mariotti et al. (2000).

In the collar, the structure of M displays very sharp features and one can clearly identify that lobe transport is at work. Figure 2 shows the structures of M on 2, 4, 5, and 6 November 2005, in which the same hyperbolic point H1 as in Fig. 1 is highlighted. Figures 2a–c show a lobe “L” emanating from H1, which shortens and widens in time. From 5 to 6 November 2005, L stretches

while the air inside penetrates into the outer periphery of the jet (Figs. 2c,d). The dashed lines in all panels of Fig. 2 approximately represent the vortex edge defined as a single PV contour where this field has the strongest gradient. The vortex edge is located approximately at the jet center determined by the highest values of M , and the transport process described in this paragraph occurs outside the vortex edge (i.e., in the collar).

b. Lagrangian structure inside the SPV

There is no a priori estimate of the optimum value of τ to visualize the geometry of the flow, as it depends on the specific case considered (Madrid and Mancho 2009; MM10). In this particular analysis, we have noticed that a lower τ suffices for convergence to Lagrangian structures in the perturbed SPV configuration characteristic of later times in the spring season.

Figures 3a and 3b show the dependence on τ of the Lagrangian structure portrayed by M . The structure of M in the jet region (red values) is largely insensitive to the value of τ , remaining smooth as τ is increased from 3 to 15 days (Figs. 3a and 3b, respectively). This confirms the robustness of the jet, which makes it difficult for the stable and unstable manifolds of hyperbolic trajectories located outside the SPV to influence the inner core of the vortex (i.e., lines of M hardly cross the vortex edge from the exterior for the integrations performed in this study). Such an efficiency of the lower stratospheric vortex edge in obstructing transport during periods longer than 1 month during the austral spring is in agreement with a number of previous studies (e.g., Chen 1994; Paparella et al. 1997). The homogeneity of the M values at the SPV edge—which in our context means that the parcels follow similar trajectories—suggests that the transport barrier in that region may be associated with a Kolmogorov–Arnold–Moser invariant torus (Rypina et al. 2007a,b; Beron-Vera et al. 2010). In the following section, however, we discuss results consistent with the existence of breaks in this barrier.

The structure of M in the vortex interior, on the other hand, is sensitive to τ . In studies of ocean eddies (MM10), the function M for small values of τ has a smooth structure in the eddy interior, indicating isolation from the neighborhood. For increasing values of τ , however, the interior becomes foliated by stable and unstable manifolds of nearby hyperbolic trajectories, indicating loss of isolation. Similarly in the SPV, the function M computed using $\tau = 3$ days does not capture Lagrangian structures in the vortex interior (Fig. 3a), and it appears smooth without regions of crosshatched patterns. If τ is increased to 15 days (Fig. 3b), however, Lagrangian features emerge in a pattern that becomes more complex, and hyperbolic trajectories are identifiable.

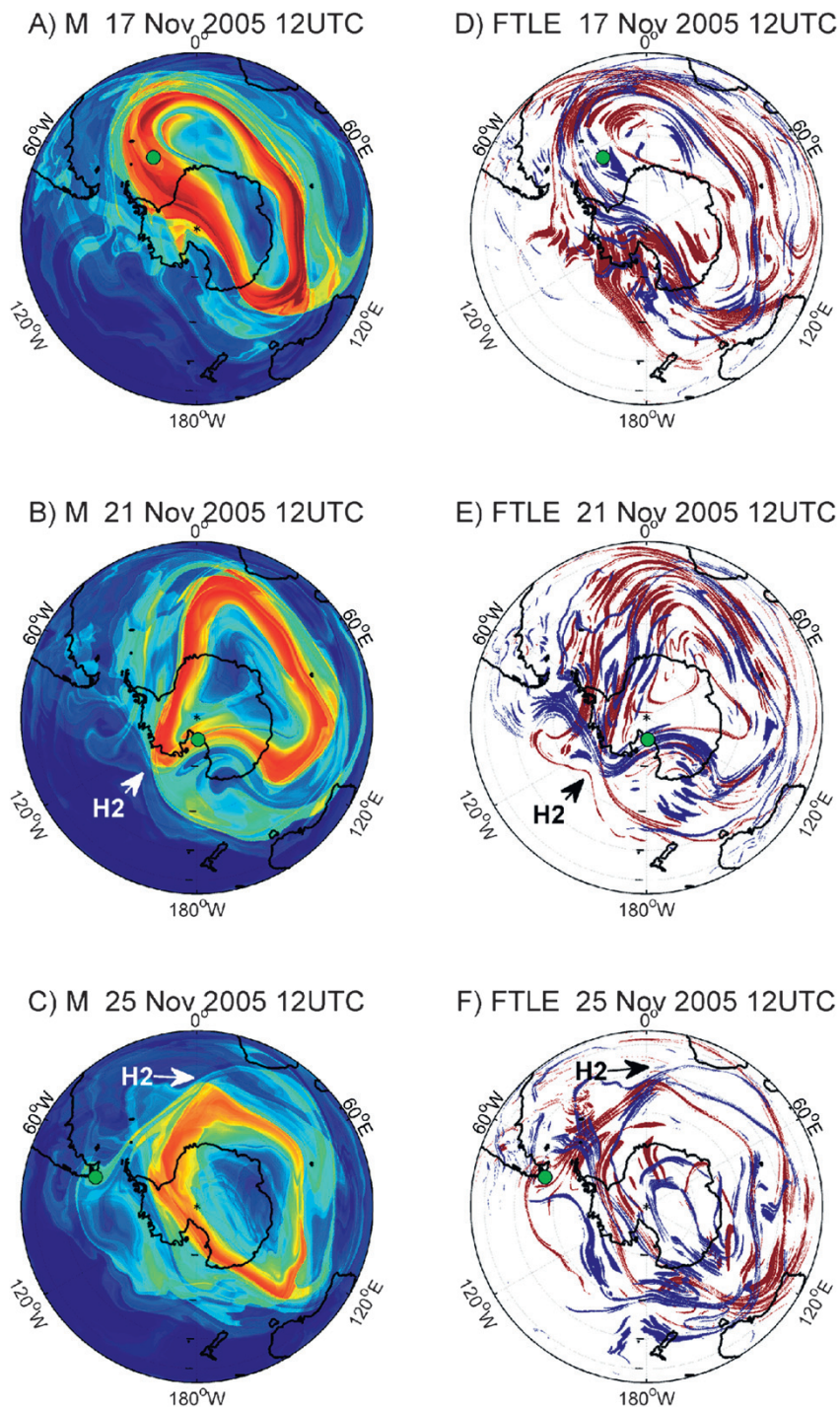


FIG. 5. (a)–(c) As in Fig. 1, but for 17, 21, and 25 Nov 2005. (d)–(f) Corresponding FTLE values above 0.027 h^{-1} for the forward (blue) and backward (red) integrations. The position of a Vorcore superpressure balloon is marked by a green circle. The location of a hyperbolic trajectory in the vortex periphery is labeled H2 in (b), (c), (e), and (f).

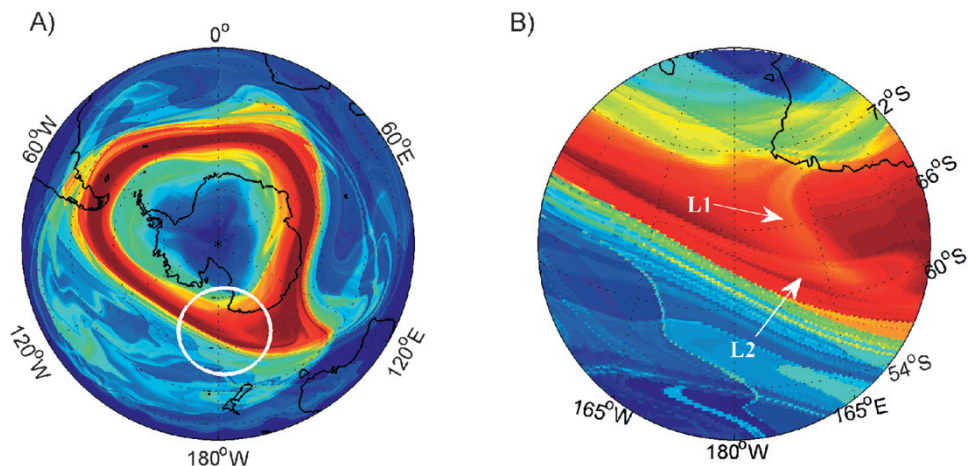


FIG. 6. (a) As in Fig. 1, but for 27 Sep 2005, using $\tau = 15$ days. (b) The region enclosed by the white circle in (a) is magnified using $\tau = 20$ days. Two lobes intersecting in the jet region are labeled L1 and L2.

One example of hyperbolic trajectory in the inner part of the jet is the feature labeled “C” in Fig. 3b. This trajectory perturbs the inner part of the jet, causing penetration of manifolds. Such trajectories play an important role in controlling transport between the jet and the vortex interior. The distribution of ozone mixing ratio at 475 K from the ERA-Interim dataset for the same day as Fig. 3b illustrates that role (see Fig. 4). The lower content of ozone is indicated by warmer colors, which clearly signal the Antarctic ozone hole. The selected contour of ozone mass mixing ratio highlighted in Fig. 4 surrounds the ozone hole and shows a region of relatively high ozone concentration near the pole. A tongue of higher ozone mixing ratios that extends toward the vortex interior is also visible in the vicinity of the hyperbolic trajectory C, evidencing enhanced transport in that region.

The presence of organizing structures around the outer periphery of the vortex discussed in subsection 3a, such as hyperbolic trajectories and invariant manifolds, is interpreted as a signature of wave breaking and stretching and folding of material lines leading to transport processes (Shepherd 2007). An extension of this argument on the poleward side of the jet suggests that active mixing and wave breaking also occurs in this zone. This argument is consistent with the climatology of wave breaking obtained by Hitchman and Huesmann (2007), who find persistent Rossby wave breaking on the poleward side of the Antarctic polar night jet during the austral spring. Hence, large-scale stirring occurs in the inner core, but it is expected to be weaker than in the outside. Consistently, color contrasts in Fig. 3b are fainter in the vortex core than in the collar as gradients on trajectory

lengths are weaker in the former region than in the latter one.

c. Transport routes across the vortex edge

We start this subsection by revisiting the transport cases examined by DLC10. These authors visualize coherent structures of the flow in the lower southern stratosphere during spring 2005 by plotting extreme values of FTLE computed on isopycnal surfaces with GEOS5 reanalysis products. The FTLE technique quantifies the dispersion rates of fluid parcels by measuring the separation between trajectories after a predetermined time. Therefore, the largest FTLE will align with stable and unstable manifolds when computing time-forward and time-backward trajectories, respectively. DLC10 combine FTLE and PV distributions to suggest that air is stripped away from the jet as stable manifolds eventually cross the vortex edge. This suggestion is supported by the approximations to Lagrangian trajectories given by the tracks of superpressure balloons (SPBs) released by the Vorcore project (Hertzog et al. 2007). The emphasis is on the behavior of two SPBs that escape from the vortex within high-PV tongues that develop in association with wave breaking at locations along the vortex edge where forward and backward FTLE maxima approximately intersect. The PV analysis by itself was insufficient to explain the differential behavior of those SPBs relative to others in their vicinity.

Figures 5a–c show the function M on the 475-K isentropic surface corresponding to the SPB escape examined by DLC10. On 17 November 2005 (Fig. 5a) it is easy to identify a distinct region in the M structure (light yellow) in which the SPB (green circle) is embedded.

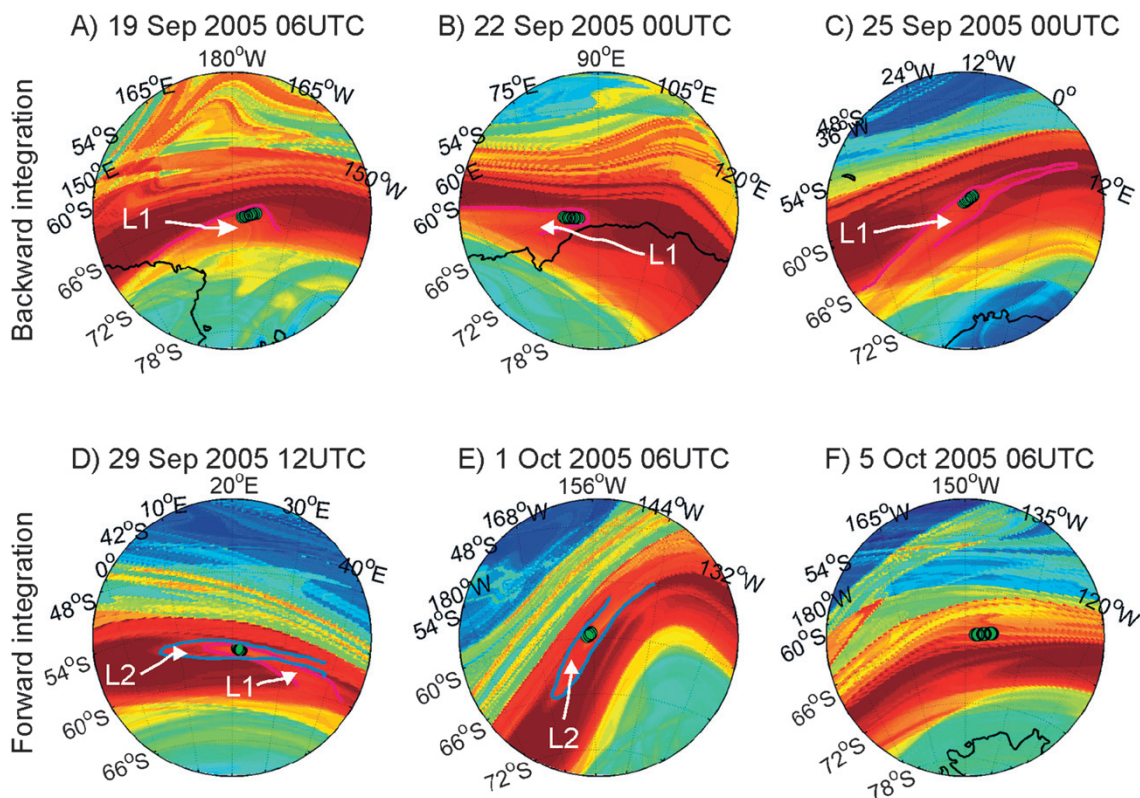


FIG. 7. Close view of the location of the parcels (green circles) in the (a)–(c) backward and (d)–(f) forward integration, on selected dates as indicated in figure titles. The structure of M with $\tau = 20$ days is shown (shaded). Lobes L1 and L2 are labeled when visible and their shapes are emphasized with blue and magenta lines. The South Pole is located at the bottom of each panel.

We interpret that structure as a lobe that penetrates the jet from the vortex boundary, stripping air from the jet region. By 21 November (Fig. 5b) the SPB, which has remained inside the lobe while this stretches, is approaching the hyperbolic trajectory labeled H2. On 25 November (Fig. 5c), the SPB has escaped the vortex periphery and remains within a lobe that emanates from H2 and stretches into midlatitudes.

Figures 5d–f show the corresponding plots using FTLE, with blue and red colors representing stable and unstable manifolds, respectively. The methodology for computing FTLE is the same as in DLC10 [see Eq. (2) of DLC10 and Eq. (12) of Shadden et al. (2005) for further details], except that here we use a fourth-order Runge–Kutta scheme with a 1-h time step, a horizontal grid of $\frac{1}{3}^\circ$ longitude \times $\frac{1}{3}^\circ$ latitude, an initial parcel separation of 1 km, and a time integration of 9 days. The Lagrangian features in Figs. 5d–f are broadly consistent with those in Figs. 5a–c. Yet, the maps of M systematically display sharper plots that facilitate the identification of Lagrangian coherent structures and lobe

dynamics. The reader is referred to MM10 and Mancho and Mendoza (2011, manuscript submitted to *Chaos*) for a detailed comparison of the two methodologies.

The situation described in the previous paragraphs of this subsection corresponds to the latest stages of the escape of an SPB released in the vortex edge. DLC10 also analyze another case in which the SPB was released inside the vortex. In this case, however, lobes could not be clearly identified. The relatively small number of Vorcore balloons does not allow for more examples of crossing. An inspection of the daily maps of M paying particular attention to the trajectories of parcels in the vortex region provides an example.

Figure 6a shows the structure of M on 27 September 2005, on the 475-K isentropic surface. One can clearly identify the signatures of wave breaking in the vortex periphery as represented by tongues of M expanding from the vortex edge to midlatitudes. In the outskirts of the vortex there are three good candidates for hyperbolic trajectories with potential to play an important organizing role on the flow. These are over South America,

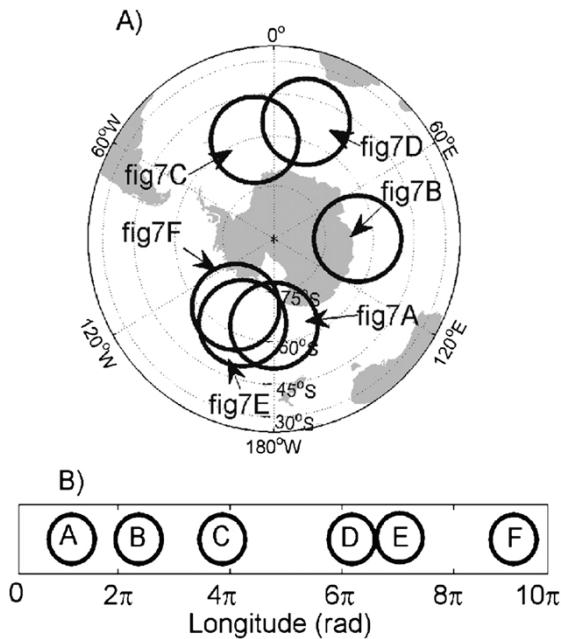


FIG. 8. (a) Representation of the geographical locations displayed in the panels of Fig. 7. (b) The parcels give four full rotations around the pole during the time interval plotted.

south of Africa, and south of Australia, from where lobes emanate and stretch into midlatitudes. We next focus on the region marked by the white circle in Fig. 6a, a closer view of which is illustrated in Fig. 6b where M is calculated with a higher τ (i.e., 20 days) for enhanced clarity. Within the jet domain of the selected region,

one lobe (labeled L1) penetrating from the vortex interior intersects another lobe (labeled L2) stretching along the equatorward side of the jet. To examine whether this feature is associated with an air exchange across the jet, we calculate a set of forward and backward trajectories from initial conditions at the intersection of the two lobes (see Fig. 6b). The panels in Fig. 7 show the results of the forward and backward integrations from 27 September 2005, as displayed by the position of the parcels on selected dates superimposed on M maps (see also Fig. 8 to get details on the geographical locations of panels in Fig. 7). Since lobes L1 and L2 intersect on 27 September, they intersect at all times. However, they may become so distorted and elongated that they both are not simultaneously distinguished at all dates. Therefore, lobes L1 and L2 are only labeled in Fig. 7 when visible. It is also important to point out that parcels must remain within the region bounded by the lobes according to lobe dynamics theory (Wiggins 1992; Mancho et al. 2006a). In the backward integration (Figs. 7a–c), the parcels drift to the interior side of the jet within lobe L1. In the forward integration (Figs. 7d–f), parcels remain within lobe L2 drifting in time to the collar. Figure 9 displays the final positions of the parcels in the backward and forward integration (Figs. 9a and 9b, respectively), superimposed on M maps and on the position of the SPV edge as defined by the single PV contour where this field has the strongest gradient. The parcels are initially located in the interior side of the jet on 17 September (Fig. 9a), and they are finally expelled out into midlatitudes from the collar on 15 October (Fig. 9b). This is further

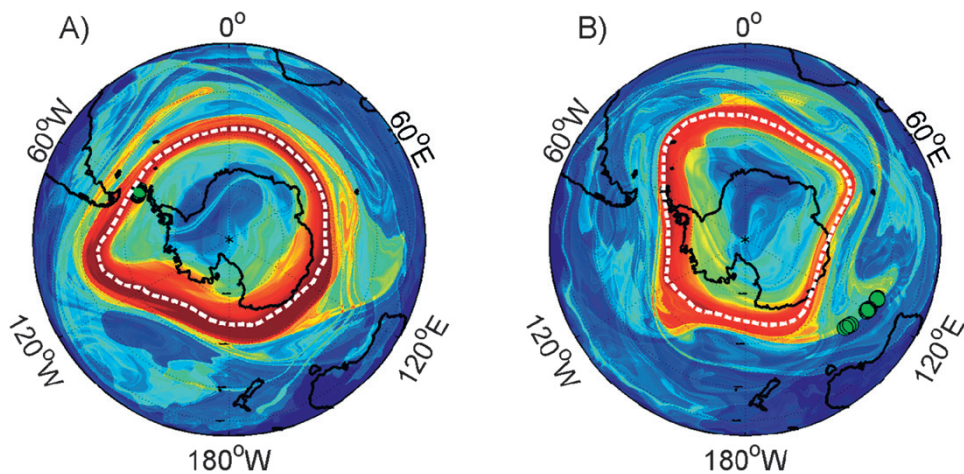


FIG. 9. Final position of the parcels (green circles) in the (a) backward (0000 UTC 17 Sep 2005) and (b) forward (0600 UTC 15 Oct 2005) integrations, superimposed on M maps with $\tau = 20$ days (shaded). The dashed line is the PV contour with the strongest PV gradient.

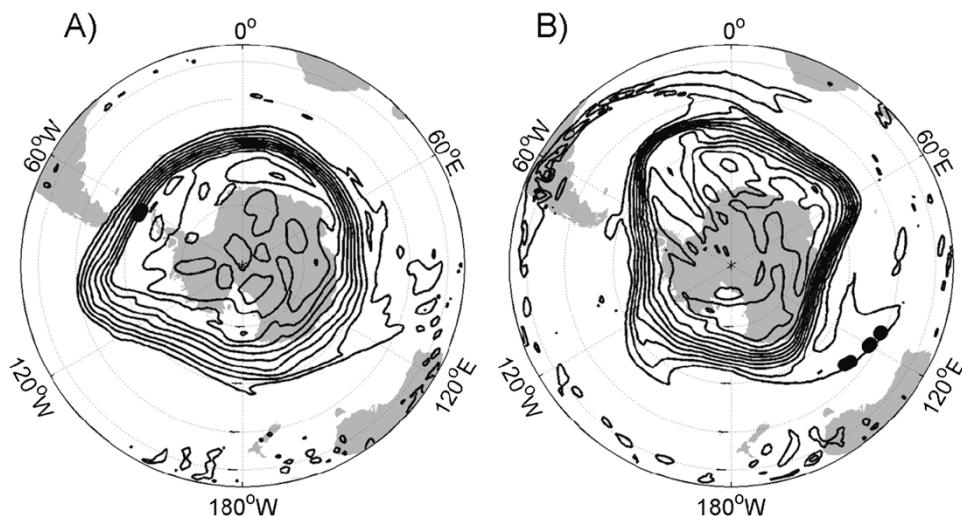


FIG. 10. Final position of the parcels (black circles) in the (a) backward (0000 UTC 17 Sep 2005) and (b) forward (0600 UTC 15 Oct 2005) integrations, superimposed on PV maps (contours). The contour interval is 5 PV units (PVU), ranging from -70 to -20 PVU ($1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ K kg}^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$).

confirmed by the corresponding distribution of the PV field (Fig. 10).

Our results provide the kinematic structure of the isentropic excursions of air across the vortex edge. For the late southern winter and spring of 1998, Öllers et al. (2002) compare quasi-horizontal transport across the vortex edge given by isentropic and three-dimensional (3D) trajectories. The latter are found to provide higher transport rates than the former ones. We conjecture that routes of transport such as those found in the present study will appear more frequently in a 3D analysis.

4. Conclusions

We have examined the Antarctic lower stratospheric flow during the southern spring of 2005 by means of a new Lagrangian descriptor, which is referred to as the function M (Madrid and Mancho 2009; MM10). The selected methodology provides key Lagrangian information on hyperbolic trajectories and their stable and unstable manifolds, which are responsible for transport and large-scale stirring in nonstationary flows (MM10).

We find that lobe dynamics is a persistent mechanism for transport in the collar throughout the southern spring (not shown), which is consistent with results in previous works (Bowman 2000; Joseph and Legras 2002), and illustrate this property by showing a selected event. Moreover, we identify a rich Lagrangian structure in the SPV interior and find that the vortex core is also

populated by hyperbolic trajectories with a complex structure of invariant manifolds. Such a structure allows for intricate intersections of manifolds that eventually lead to effective transport of air mass across the vortex edge. We reexamine the escape of a Vorcore super-pressure balloon from the jet region during the spring of 2005 already studied by DLC10. We find that lobe dynamics effectively explain such an event, and that is easily captured by the Lagrangian descriptor M . The successful comparison between Lagrangian analysis and observational data (Vorcore data) underlines the accuracy of the ERA-Interim velocity field. Furthermore, we present an example of full jet crossing by a set of fluid parcels. In this case, one lobe penetrating the jet from its poleward side intersects another lobe entering from the equatorward side in such a way that parcels in the common domain are eventually ejected from the interior part of the vortex edge out to mid-latitudes. Although such instances exist, the associated transport across the vortex edge is confirmed to be small. In this sense, our results are in agreement with the SPV as a “containment vessel” for horizontal transport (Juckes and McIntyre 1987; Hartmann et al. 1989; Bowman 1993; Chen 1994; Öllers et al. 2002).

Koh and Plumb (2000), based on the results of a numerical quasigeostrophic, shallow water model on an f plane, argue that lobes do not provide a good framework for measuring transport across the vortex edge. This work, based on reanalysis data, shows that lobe dynamics can be invoked to describe transport across the jet.

Acknowledgments. The authors are grateful to two anonymous reviewers for their constructive and useful comments that helped improve the manuscript. This research was supported by the Spanish Ministry of Science under Grants CGL2008-06295 and MTM2008-03754, Spanish CSIC under Grant ILINK-0145, U.S. NSF under Grant ATM-0732222, and U.S. ONR N000140910418. The computational part of this work has benefited from an ICTS-CESGA Project 109, which allowed priority access to supercomputer Finis Terrae.

REFERENCES

- Aurell, E., G. Boffetta, A. Crisanti, G. Paladin, and A. Vulpiani, 1997: Predictability in the large: An extension of the concept of Lyapunov exponent. *J. Phys.*, **30A**, 1–26, doi:10.1088/0305-4470/30/1/003.
- Beron-Vera, F. J., M. J. Olascoaga, M. G. Brown, H. Koçak, and I. I. Rypina, 2010: Invariant-tori-like Lagrangian coherent structures in geophysical flows. *Chaos*, **20**, 017514, doi:10.1063/1.3271342.
- Bowman, K. P., 1993: Large-scale isentropic mixing properties of the Antarctic polar vortex from analyzed winds. *J. Geophys. Res.*, **98**, 23 013–23 027.
- , 2000: Manifold geometry and mixing in observed atmospheric flows. [Available online at http://geotest.tamu.edu/userfiles/213/manifold_geometry.pdf.]
- Chen, P., 1994: The permeability of the Antarctic vortex edge. *J. Geophys. Res.*, **99**, 20 563–20 571.
- , J. R. Holton, A. O'Neill, and R. Swinbank, 1994: Quasi-horizontal transport and mixing in the Antarctic stratosphere. *J. Geophys. Res.*, **99**, 16 851–16 866.
- de la Cámara, A., C. R. Mechoso, K. Ide, R. Walterscheid, and G. Schubert, 2010: Polar night vortex breakdown and large-scale stirring in the Southern Hemisphere. *Climate Dyn.*, **35**, 965–975, doi:10.1007/s00382-009-0632-6.
- Dritschel, D. G., 1989: Contour dynamics and contour surgery: Numerical algorithms for extended, high-resolution modelling of vortex dynamics in two-dimensional, inviscid, incompressible flows. *Comput. Phys. Rep.*, **10**, 77–146.
- Haller, G., 2000: Finding finite-time invariant manifolds in two-dimensional velocity fields. *Chaos*, **10**, 99–108.
- , 2001: Lagrangian structures and the rate of strain in a partition of two-dimensional turbulence. *Phys. Fluids*, **13**, 3365–3384, doi:10.1063/1.1403336.
- Hartmann, D., and Coauthors, 1989: Potential vorticity and mixing in the south polar vortex during spring. *J. Geophys. Res.*, **94**, 11 625–11 640.
- Hertzog, A., and Coauthors, 2007: Stratéole/Vorcore long-duration, superpressure balloons to study the Antarctic lower stratosphere during the 2005 winter. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **24**, 2048–2061.
- Hitchman, M. H., and A. S. Huesmann, 2007: A seasonal climatology of Rossby wave breaking in the 320–2000-K layer. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 1922–1940.
- Joseph, B., and B. Legras, 2002: Relation between kinematic boundaries, stirring, and barriers for the Antarctic polar vortex. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1198–1212.
- Juckes, M. N., and M. E. McIntyre, 1987: A high-resolution one-layer model of breaking planetary waves in the stratosphere. *Science*, **328**, 590–596.
- Koh, T.-Y., and R. A. Plumb, 2000: Lobe dynamics applied to barotropic Rossby-wave breaking. *Phys. Fluids*, **12**, 1518–1528.
- , and B. Legras, 2002: Hyperbolic lines and the stratospheric polar vortex. *Chaos*, **12**, 382–394, doi:10.1063/1.1480442.
- Lee, A. M., H. K. Roscoe, A. E. Jones, P. H. Haynes, E. F. Shuckburgh, M. W. Morrey, and H. Pumphrey, 2001: The impact of the mixing properties within the Antarctic stratospheric vortex on ozone loss in spring. *J. Geophys. Res.*, **106**, 3203–3211.
- Lekien, F., and S. D. Ross, 2010: The computation of finite-time Lyapunov exponents on unstructured meshes and for non-Euclidean manifolds. *Chaos*, **20**, 017505, doi:10.1063/1.3278516.
- Li, S., E. C. Cordero, and D. J. Karoly, 2002: Transport out of the Antarctic polar vortex from a three-dimensional transport model. *J. Geophys. Res.*, **107**, 4132, doi:10.1029/2001JD000508.
- Madrid, J. A. J., and A. M. Mancho, 2009: Distinguished trajectories in time dependent vector fields. *Chaos*, **19**, 01311, doi:10.1063/1.3056050.
- Mancho, A. M., D. Small, and S. Wiggins, 2004: Computation of hyperbolic trajectories and their stable and unstable manifolds for oceanographic flows represented as data sets. *Nonlinear Processes Geophys.*, **11**, 17–33.
- , —, and —, 2006a: A tutorial on dynamical systems concepts applied to Lagrangian transport in oceanic flows defined as finite time data sets: theoretical and computational issues. *Phys. Rep.*, **437**, 55–124, doi:10.1016/j.physrep.2006.09.005.
- , —, and —, 2006b: A comparison of methods for interpolating chaotic flows from discrete velocity data. *Comput. Fluids*, **35**, 416–428.
- Manney, G. L., R. W. Zurek, A. O'Neill, and R. Swinbank, 1994: On the motion of air through the stratospheric polar vortex. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2973–2994.
- Mariotti, A., C. R. Mechoso, B. Legras, and V. Daniel, 2000: The evolution of the ozone “collar” in the Antarctic lower stratosphere during early August 1994. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 402–414.
- McIntyre, M., and T. Palmer, 1984: The ‘surf zone’ in the stratosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **46**, 825–849.
- Mechoso, C. R., A. O'Neill, V. D. Pope, and J. D. Farrara, 1988: A study of the stratospheric final warming of 1982 in the southern hemisphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 1365–1384.
- Mendoza, C., and A. M. Mancho, 2010a: The hidden geometry of ocean flows. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 038501, doi:10.1103/PhysRevLett.105.038501.
- Öllers, M. C., P. F. J. van Velthoven, H. M. Kelder, and L. P. J. Kamp, 2002: A study of the leakage of the Antarctic polar vortex in late austral winter and spring using isentropic and 3-D trajectories. *J. Geophys. Res.*, **107**, 4328, doi:10.1029/2001JD001363.
- Paparella, F., A. Babiano, C. Basdevant, A. Provenzale, and P. Tanga, 1997: A Lagrangian study of the Antarctic polar vortex. *J. Geophys. Res.*, **102**, 6765–6773.
- Río, N.-H., and F. Hernández, 2004: A mean dynamic topography computed over the world ocean from altimetry, in situ measurements, and a geoid model. *J. Geophys. Res.*, **109**, C12032, doi:10.1029/2003JC002226.
- Rypina, I. I., F. J. Beron-Vera, H. Koçak, M. J. Olascoaga, and I. A. Udovychenkov, 2007a: On the Lagrangian dynamics of atmospheric zonal jets and the permeability of the stratospheric polar vortex. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3595–3610.

- , ——, ——, ——, and ——, 2007b: Robust transport barriers resulting from strong Kolmogorov-Arnold-Moser stability. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 104102, doi:10.1103/PhysRevLett.98.104102.
- Samelson, R. M., and S. Wiggins, 2006: *Lagrangian Transport in Jets and Waves: The Dynamical System Approach*. Springer, 147 pp.
- Shadden, S. C., F. Lekien, and J. E. Marsden, 2005: Definition and properties of Lagrangian coherent structures from finite-time Lyapunov exponents in two-dimensional aperiodic flows. *Physica D*, **212**, 271–304, doi:10.1016/j.physd.2005.10.007.
- Shepherd, T. G., 2007: Transport in the middle atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **85B**, 165–191, doi:10.2151/jmsj.85B.165.
- Simmons, A., S. Uppala, D. Dee, and S. Kobayashi, 2006: ERA-Interim: New ECMWF reanalysis products from 1989 onwards. *ECMWF Newsletter*, No. 110, ECMWF, Reading, United Kingdom, 25–35.
- Wiggins, S., 1992: *Chaotic Transport in Dynamical Systems*. Springer-Verlag, 301 pp.
- , 2003: *Introduction to Applied Nonlinear Dynamics and Chaos*. Springer, 843 pp.

3. Transporte a gran escala en el interior del vórtice polar antártico: Ruptura de ondas de Rossby y estructuras lagrangianas

[de la Cámara *et al.* 2012b]

En este estudio se tratan los siguientes aspectos:

- Descripción de las características generales de las trayectorias seguidas por los globos de VORCORE y CONCORDIASI dentro del vórtice polar.
- Identificación y análisis de eventos de ruptura de ondas planetarias en el interior del vórtice polar mediante las trayectorias seguidas por los globos de VORCORE y CONCORDIASI.

Se exploran casos particulares de los posibles eventos de ruptura de ondas identificados en el interior del vórtice polar. Para ello se sigue en doble vía:

- Análisis del movimiento de los globos en relación a la filamentación del campo de vorticidad potencial asociada a la ruptura de ondas.
- Búsqueda de evidencias de capas críticas para las ondas planetarias mediante el examen de las estructuras Lagrangianas (i.e. trayectorias hiperbólicas y sus variedades) asociadas a dichos eventos concretos de ruptura de ondas.

Isentropic transport within the Antarctic polar night vortex: Rossby wave breaking evidence and Lagrangian structures

ALVARO DE LA CÁMARA¹

Departamento de Geofísica y Meteorología, Universidad Complutense de Madrid, and Instituto de Ciencias Matemáticas, CSIC-UAM-UC3M-UCM, Madrid, Spain

CARLOS R. MECHOSO

Department of Atmospheric and Oceanic Sciences, University of California, Los Angeles, California

ANA M. MANCHO

Instituto de Ciencias Matemáticas, CSIC-UAM-UC3M-UCM, Madrid, Spain

ENCARNA SERRANO

Departamento de Geofísica y Meteorología, Universidad Complutense de Madrid, Madrid, Spain

KAYO IDE

Department of Atmospheric and Oceanic Science, Center for Scientific Computation and Mathematical Modelling, and Earth System Science Interdisciplinary Center, Institute for Physical Science and Technology, University of Maryland, College Park, Maryland

(Submitted to Journal of the Atmospheric Sciences, REF: JAS-D-12-0274)

ABSTRACT

The trajectories in the lower stratosphere of isopycnic balloons released from Antarctica by international field campaigns during the southern springs of 2005 and 2010 showed events of latitudinal transport inside the stratospheric polar vortex, both away and towards the poleward flank of the polar night jet. The present paper applies trajectory-based diagnostic techniques to examine mechanisms at work during such events. Reverse domain filling calculations of potential vorticity (PV) fields from ECMWF ERA-Interim data set during the events show irreversible filamentation of the PV fields in the inner side of the polar night jet, which is a signature of planetary (Rossby) wave breaking. Balloons motions during the events are fairly consistent with the PV filaments. Events of both large ($\sim 15^\circ$ of arch length) and small ($\sim 5^\circ$ of arch length) balloon displacements from the vortex edge are associated to deep and shallow penetration into the core of the elongated PV contours. The Lagrangian descriptor M is applied to study the configuration of Lagrangian structures during the events. A close association is found between hyperbolic points and breaking waves inside the vortex. The geometric configuration of the invariant manifolds associated with the hyperbolic points helps to understand the apparent chaotic behavior of balloons motions, and to identify and analyze balloon transport events not captured by the Reverse Domain Filling calculations.

The Antarctic polar vortex edge is an effective barrier to air parcel crossings. Rossby wave breaking inside the vortex, however, can contribute to tracer mixing inside the vortex and to occasional air crossings of the edge.

¹Corresponding author address: Alvaro de la Cámara, Dep. Geofísica y Meteorología, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Ciudad Universitaria, Madrid, Spain, 28040.
E-mail: alvarocamara@fis.ucm.es

1. Introduction

It has long been recognized that in the southern hemisphere the stratospheric polar vortex (SPV) edge acts as an effective barrier to air parcel crossings (e.g. Chen 1994; Beron-Vera et al. 2012). In spite of this remarkable property, episodes of air crossing the edge develop sporadically (Öllers et al. 2002). The associated horizontal transport and mixing during those episodes may have non-negligible effects on the intraseasonal evolution of the ozone hole (Sato et al. 2009). In a recent paper, de la Cámara et al. (2012, hereafter DLC12) examined the Lagrangian structure of the flow in the Antarctic lower stratosphere focusing on the mechanisms for transport *across* the SPV edge. The framework for DLC12 was the southern spring of 2005, during which the Vorcore field campaign released from Antarctica super-pressure balloons able to drift for months at around the 50 and 70 hPa levels (Hertzog et al. 2007). The records of carefully monitored balloons trajectories provide unique, quasi-Lagrangian information on the flow. Therefore, the principal results of DLC12 could be verified with *in situ* data. DLC12 found routes of transport across the entire width of the southern polar night jet by application of a Lagrangian analysis. The suggested mechanism at work was given by occasional intersections between stable and unstable manifolds associated with hyperbolic trajectories outside and inside the SPV.

The characterization of hyperbolic trajectories inside the SPV means that important information becomes available on the structure of the complex non-stationary flow that characterizes the region. First, according to dynamical systems theory (e.g. Wiggins et al. 1992), those Lagrangian structures play an organizing role in the dynamics: fluid parcels come nearer and move away from hyperbolic trajectories along stable and unstable manifolds, respectively, which act as material boundaries to transport because no parcels can cross them by advection processes. The intersections of the manifolds form lobes, and the mass transport across the boundaries formed by the manifolds can be explained in terms of the dynamics of these lobes (Wiggins 1992). Accumulating layers of lobes have the appearance of filamentary structures in the flow. Second, and also from the dynamical systems point of view, hyperbolic trajectories in general time-dependent flows assume the role played by stagnation points in stationary background flows. Such stagnation points can appear in association with cat's eye structures (Stewartson 1978; Warn and Warn 1978) that develop in critical layers as planetary (Rossby) waves break.

The present paper builds on these concepts and applies them to examine the behavior of the super-pressure balloons released by Vorcore and by a follow-up project also from Antarctica in spring of 2010: Concordiasi (Rabier et al. 2010). Our focus is on the

poleward (inner) side of the polar night jet in the southern stratosphere, a region much less explored dynamically so far than its counterpart outside the vortex. Our aim is the further understanding of the Lagrangian structures of the flow and of Rossby wave breaking (RWB) in the region. RWB processes are important contributors to quasi-horizontal air exchanges in the upper troposphere / lower stratosphere (e.g. Scott and Cammas 2002). Those processes also contribute to erode the wintertime SPV in both hemispheres through the formation of potential vorticity (PV) filaments (Polvani and Plumb 1992; Waugh et al. 1994; Abatzoglou and Magnusdottir 2007). The filamentation of PV contours leads to regeneration of the large PV gradients in the jet stream that define the vortex edge (e.g. Bowman 1993).

To understand RWB development one could start from linear, non-dissipative wave theory. In this framework, the equations describing Rossby wave propagation in a background flow that is function of latitude only become singular at locations where the phase speed matches the background wind velocity (i.e. the critical latitude). This situation leads into the formation of a critical layer (e.g. Haynes 2003), whose mathematical description requires consideration of the non-linear terms neglected in the wave propagation equation. If the flow is stationary in an appropriate commoving frame, the instantaneous stagnation points are at the boundaries of typical ‘cat’s eye’

structures comprising anticyclones that develop in the critical layer (Stewartson 1978; Warn and Warn 1978), where material contours are irreversibly deformed providing the RWB signature.

During winter and spring, critical layers for Rossby waves in the stratosphere occur at geographical locations of the region referred to as the ‘surf zone’, which covers the mid-latitudes between the vortex edge and the subtropical jet (McIntyre and Palmer 1984). RWB also occurs poleward of the jet. Hitchman and Huesmann (2007) compiled a RWB climatology from the NCEP/NCAR reanalysis and the UKMO analysis datasets, and found that RWB occurs systematically on both sides of the Antarctic polar night jet in winter and spring. Pierce et al. (1994) examined the mixing processes within the polar night jet for the year 1992 using UKMO analysis data, and found less filamentation of PV contours – i.e. a transport barrier – in the jet region in both hemispheres at locations slightly poleward of the wind velocity maximum. The matching between phase speeds of Rossby waves and jet stream velocities is more likely in the northern than in the southern stratosphere during winter and spring because jet stream intensities cover a larger range of values in the former than in the latter hemisphere. RWB in the northern stratosphere can become vigorous enough to produce intrusions of mid-latitude air into the vortex (Plumb et al. 1994), excursions of air out of the interior of the vortex (Waugh et al. 1994), and even vortex splits in major

sudden warmings events (e.g. McIntyre 1982; Ayarzagüena et al. 2011). By contrast, the SPV in the southern stratosphere during winter and spring is generally much stronger and less variable, and phase speeds of Rossby waves are not fast enough as to match velocities at the core of the polar night jet (Bowman 1996). Irreversible deformation of PV contours at both sides of the jet core tends to occur separately, and associated transport across the vortex edge is very weak or even absent (Juckes and McIntyre 1987; Hartmann et al. 1989; Bowman 1993; Chen 1994; Öllers et al. 2002).

There have been several studies of RWB using numerical models. Juckes and McIntyre (1987) and Polvani and Plumb (1992), using barotropic models, found that filamentation of PV contours is more frequent outside the jet (outward wave breaking) than inside it. This special feature was attributed to the asymmetry in the rate of strain of the background flow. Using a shallow-water model, Nakamura and Plumb (1994) pointed out the existence of critical layers both outside and inside the vortex. They argued that outward breaking is more frequent because the critical latitude is generally closer to the jet in the outer than in the inner side. Mizuta and Yoden (2001) investigated chaotic mixing processes and transport barriers in the SPV using simulations of an unstable jet with an idealized barotropic model. Their results showed the existence of isolated regions of very weak mixing surrounding the core inside the vortex, which the authors

explained in terms of a critical layer (stagnation points and ‘cat’s eyes’) by decomposing the flow in zonal wave components.

The present paper starts by describing general characteristics of the flights of Vorcore and Concordiasi balloons inside the vortex. Then, evidence of RWB is searched in the both balloon trajectories and the PV field. Selected cases in the poleward (inner) side of the southern polar night jet are selected for analysis, which is performed by following a two-pronged approach. First, we explore the evolution of PV filaments as given by the Reverse Domain Filling (RDF) technique (O’Neill et al. 1994; Sutton et al. 1994). The technique is applied to the ERA-Interim reanalysis products from the European Centre for Medium Range Weather Forecasts (ECMWF), which provide reliable data on the stratospheric temperature and velocity fields (and hence on PV). Second, we look for evidence of critical layers. This we do by estimating hyperbolic trajectories from the geometrical structure of the flow as described by the Lagrangian descriptor M (Madrid and Mancho 2009; Mendoza and Mancho 2010). In both cases, we explore the consistency between the results of the analysis and the observed balloon trajectories.

The remainder of the paper is organized as follows. Section 2 describes the data and methodology. Section 3 describes general characteristics of the balloons trajectories during the Vorcore and

Concordiasi field campaigns in 2005 and 2010. Section 4 presents the evidence of RWB events inside the vortex and examines the Lagrangian structures of the flow during the events. Section 5 gives the summary and conclusions. The appendix provides a detailed description of the methodology employed in the computation of invariant manifolds.

2. Data and methods

a. Data

Three different databases are used in this study. The first two are *in situ* information from the super-pressure balloons (SPBs) released by the Vorcore and Concordiasi field campaigns in the southern spring of 2005 and 2010, respectively. The twenty-seven SPBs launched by Vorcore from McMurdo station (166.67°E, 77.85°S), Antarctica, drifted in the lower southern stratosphere on isopycnic surfaces at around 50 hPa and 70 hPa pressure levels for an average period of two months. Instruments on board the SPBs recorded pressure, temperature and position. Hertzog et al. (2007) provide a thorough report of the Vorcore campaign, and further information is given in the project's website www.lmd.ens.fr/STRATEOLE/. The nineteen SPBs launched by Concordiasi also from McMurdo, Antarctica, were equipped with more sophisticated instruments than their predecessors. This allowed for increasing frequency of meteorological observations from 15- to 1-min interval, among other improvements. Rabier et al. (2010)

provide details on the Concordiasi project and the project website is www.cnrm.meteo.fr/concordiasi. The third dataset is the four-time daily isentropic fields at 475 K (lower stratosphere) from ERA-Interim reanalysis (Dee et al. 2011), which are available on a 1.5° longitude x 1.5° latitude horizontal grid.

b. Isentropic trajectories

The methods employed in this paper involve the computation of a large number of two-dimensional parcels trajectories. As in many studies of transport and mixing properties in the lower stratosphere (e.g., Bowman 1993; Chen 1994; Chen et al. 1994; Lee et al. 2001; Joseph and Legras 2002; DLC12) we will assume adiabatic flows, i.e. that fluid parcels remain on the same isentropic surfaces during the interval of calculation.

The same procedure is followed for both RDF and function M computations: initial conditions for parcel trajectories are taken on a 1/3° longitude by 1/3° latitude reference grid south of 20°S at the isentropic surface of 475K (lower stratosphere), and a fourth-order Runge-Kutta scheme is used with a time step of one hour. We use three-dimensional Cartesian coordinates to avoid the singularity at the pole in spherical coordinates, but the parcels motions are restricted to the two-dimensional isentropic surface. Interpolation of the velocity field to parcel locations is done using a bicubic and cubic *splines* schemes in space and time, respectively (Mancho et al. 2006).

The integration time τ needed to obtain useful information with RDF maps differs from the one needed with the descriptor M. For the former we have used $\tau = 11$ days, and for the latter $\tau = 15$ days.

c. The Reverse Domain Filling technique

The RDF technique (O'Neill et al. 1994; Sutton et al. 1994) is a trajectory-based method that allows a high-resolution reconstruction with resolved small scales from a tracer field with a coarse resolution. The RDF calculation of the PV field in the present paper uses the ERA-Interim analysis in order to identify filamentation of the polar vortex associated to RWB (McIntyre and Palmer 1983). Basically, there are three steps to the RFD method. Firstly, we compute two-dimensional backward-trajectories from t_0 to $t_0 - \tau$, starting from conditions distributed in a regular latitude grid. Secondly, we spatially interpolate the PV values to the final positions of the parcels at time $t_0 - \tau$. Lastly, we copy those interpolated values forward to the regular grid at time t_0 . Consequently, we implicitly accept that PV is conserved along the trajectory of the air parcel.

d. The Lagrangian descriptor M

The Lagrangian descriptor referred to as the function M is based on the properties of the trajectories of fluid parcels. M is evaluated according to the following definition:

$$M_\tau(x_0, y_0, z_0, t_0) = \int_{t_0 - \tau}^{t_0 + \tau} dt \sqrt{\left[\frac{dx(t)}{dt}\right]^2 + \left[\frac{dy(t)}{dt}\right]^2 + \left[\frac{dz(t)}{dt}\right]^2} \quad (1)$$

where $(x(t), y(t), z(t))$ define the trajectory of a fluid parcel such that $x_0 = x(t_0)$, $y_0 = y(t_0)$, $z_0 = z(t_0)$ (Madrid and Mancho 2009). Accordingly, M measures the length of trajectories passing through (x_0, y_0, z_0) at $t = t_0$ over a range of times centered at $t = t_0$: $[t_0 - \tau, t_0 + \tau]$. Calculation of M, therefore, implies the integration of backward trajectories from t_0 to $t_0 - \tau$, and of forward trajectories from t_0 to $t_0 + \tau$.

The function M as defined in Eq. (1) is able to provide a global dynamical picture of any arbitrary time dependent flow. That is, M can identify geometrical regions on the physical space (i.e. the isentropic surface) with different dynamical fates. The different regions are highlighted by abrupt changes in values, and boundaries between the regions are closely linked to invariant manifolds (Mendoza and Mancho 2010; Mancho et al. 2012). Parcels or fluid elements that are advected according to the underlying velocity field cannot cross invariant manifolds to preserve uniqueness of the solution. These structures, therefore, represent dynamical barriers to transport and constitute a useful template for the interpretation of the dynamical evolution of parcels, passive advected scalars or quasi Lagrangian drifters such as super-pressure balloons on isopycnic surfaces.

e. Identification of the stratospheric polar vortex

Since the seminal work by McIntyre and Palmer (1984) the SPV edge is generally identified in terms of PV isolines, across which the PV field has large horizontal gradients. Some works on stratospheric dynamics refer to the domain bounded by two such PV isolines as a SPV edge region (e.g. Fairlie and O'Neill 1988; Trondoy et al. 1995; Öllers et al. 2002). Dahlberg and Bowman (1994) defined the vortex edge as the PV contour with the minimum flux of air parcels across it. In the present paper we identify as the PV contour with the strongest horizontal PV gradient on the 475K isentropic surface. As we will see, this straightforward

definition is sufficiently precise for the objectives of our study.

3. Super-pressure balloons inside the Antarctic vortex

Figure 1 shows the locations of the Vorcore and Concordiasi SPBs launched from McMurdo station superimposed on PV maps at 475K in two days during the experiments. On 28 October 2005, the PV field depicts a vortex that elongates towards the South Pacific (Fig. 1a), while on 26 October 2010 the vortex is less disturbed and centered approximately over East Antarctica (Fig. 1b). Both situations are typical in October during the austral stratospheric final warming (e.g. Mechoso et al. 1988). Figure 2 shows the time series of the zonal -mean

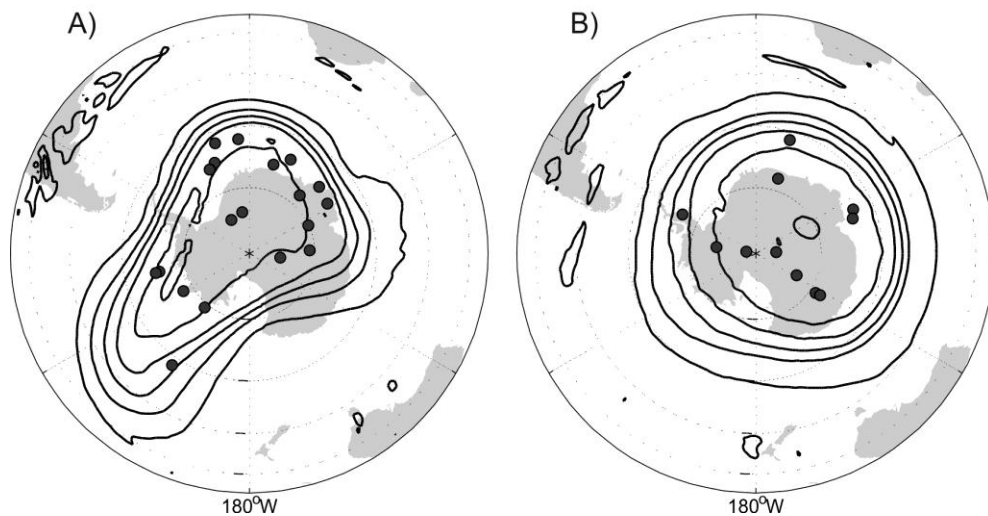


FIG. 1. PV maps (contours) on the 475K isentropic surface for (a) 00Z 28 October 2005 and (b) 00Z 26 October 2010. Dark grey circles denote the positions of Vorcore and Concordiasi balloons. The contour interval is 10 PV units (PVU), ranging from -80 to -10 PVU. 1 PVU = $10^{-6} \text{ K kg}^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Orthogonal projection, the outermost latitude is 20°S.

poleward eddy heat flux at 100 hPa averaged over 45°S-75°S for the September-November periods (SON hereafter) of 2005 and 2010, which provides a good measure of the injection of tropospheric wave activity into the stratosphere (e.g. Hu and Tung 2003; Ayarzagüena et al. 2011). Negative values in Fig. 12 indicate poleward eddy heat. A higher number of episodes with strong and negative values will be associated with a more perturbed polar vortex. In 2005 there are three strong wave events at the beginning of October, mid-late October and early-mid November. In 2010, by contrast, there is only event at the beginning of September with poleward eddy heat flux stronger than one standard deviation above the climatological-mean. Therefore, it appears that the vortex experienced higher variability in spring 2005 than in 2010, which translates into more elongated shapes and more displacements off the pole in 2005 than in 2010, in the way shown in Fig 1. De la Cámara et al. (2010) and DLC12 reported the transport of two Vorcore balloons out of the SPV during SON 2005, and which occurred towards the end of the period. No Concordiasi balloon escaped from the SPV interior during SON 2010.

To characterize the behavior of an SPB in relation to the SPV, we calculate the distance between the vortex edge (as defined in section 2.e) and the successive balloon locations from

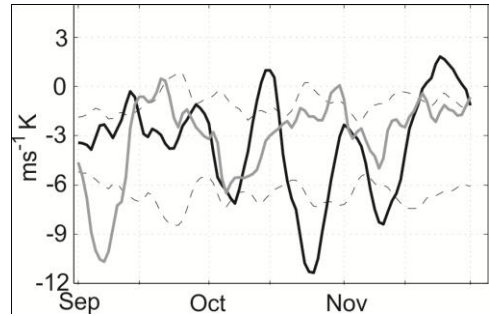


FIG. 2. Zonal-mean, latitudinal eddy heat flux at 100hPa averaged over 45°S-75°S during SON 2005 (black solid line) and 2010 (grey solid line). The climatological mean (1979-2010 period) plus and minus one standard deviation is shown in dashed lines.

September to November (2005 in the case of Vorcore, 2010 in the case of Concordiasi). Top and middle panels in Fig. 3 show the mean distance to the vortex edge in degrees of arch of each individual balloon, along with the standard deviation of the distance, for Vorcore (Fig. 3a) and Concordiasi (Fig. 3b) SPBs. On both campaigns the mean distance is between 5° and 15°, with a typical standard deviation of 5°. Figure 3c shows the distribution of the distance of Vorcore and Concordiasi balloons to the vortex edge in 2.5°-wide belts during SON of each campaign. Larger percentage of Vorcore balloons remains closer than 10° from the vortex edge. The statistical mode is also centered closer to the edge for Vorcore (on 7.5°) than for Concordiasi SPBs (on 10°). Overall, we can see in Fig. 3 that the relatively small number of balloons launched by Vorcore and Concordiasi (27 and 19, respectively) achieved a

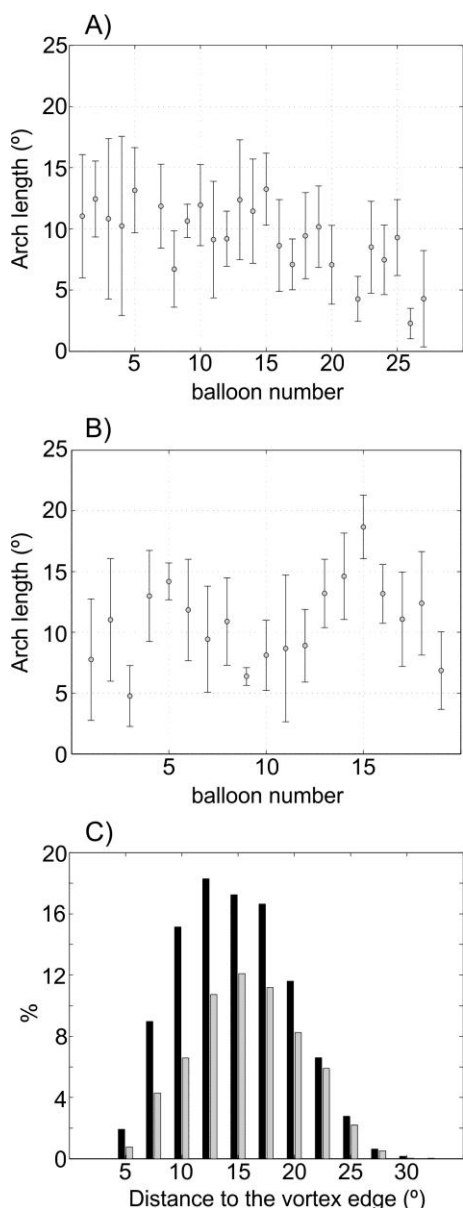


FIG. 3. Top and middle panels: Mean distance to the vortex edge of each individual balloon averaged over its flight (grey circles) during SON, and the standard deviation (bars), for (a) Vorcore and (b) Concordiasi balloons. Bottom panel: (c) Histogram of the distance (in degrees) between the vortex edge and Vorcore (black columns) and Concordiasi (grey columns) balloons, in belts of 2.5°-wide during the Sept-Oct-Nov period of each campaign.

large sampling coverage of the SPV interior (see also Hertzog et al. 2007 and www.cnrm.meteo.fr/concordiasi). This supports our use of the balloon data for both raising conjectures and testing consistency of insights on the dynamics of the stratospheric polar vortex during its final warming, as described in the next section.

4. Case studies of Rossby wave breaking inside the vortex

Planetary (Rossby) wave breaking is very likely involved in the events during which balloons were transported between different regions within the stratospheric polar vortex. In this section we analyze RWB events evidenced by the balloons trajectories, PV field filamentation, and Lagrangian coherent structures of the flow.

In the linearized theory of waves superimposed on a background flow depending on latitude only, fluid parcels behave differently according to their locations in reference to the critical latitude. In reference to their unperturbed latitude, fluid parcels away from the critical one are oscillatory, while those away from it depart systematically in time. As the wave breaks, parcel trajectories become more complicated in a critical layer whose width depends on the amplitude of the breaking wave. In the real stratosphere, drifters such as balloons do not necessarily experience large latitudinal displacements when involved in a RWB event in the interior of the SPV. Hence, in this subsection we search for RWB episodes analyzing both SPBs

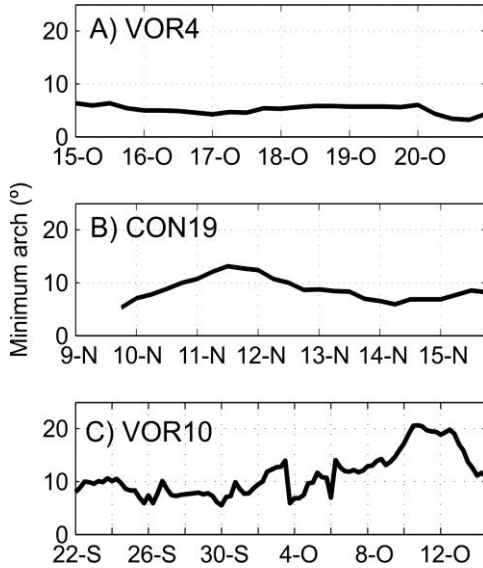


FIG. 4. Time evolution of the distance (in degrees) between the positions of the super-pressure balloons (a) VOR4 (b) CON19 and (c) VOR10 and the vortex edge at 475K isentropic level.

trajectories (i.e. latitudinal displacements with respect to the vortex edge taking place in time scales of a few days) and RDF calculations of PV fields (i.e. development of filaments in the inner side of the jet stream).

The detailed examination of the Vorcore and Concordiasi SPBs trajectories revealed several examples of balloons inside filaments of PV that elongate from the inner flank of the jet into the vortex interior. The results are summarized in Table 1. From this examination we selected several cases for further study.

a. Rossby wave breaking inside the vortex captured by RDF-PV

In the first two case studies, one from each campaign, the balloons do not experience large displacements with respect to the vortex edge, remaining close to it during the event ($\sim 10^\circ$ of spherical distance or closer according to Figs. 4a-b). The first case (case-1 hereafter) involves the Vorcore balloon labeled VOR4 and covers roughly the time period 16-19 Oct 2005. The second case study (case-2 hereafter) implicates the Concordiasi balloon labeled CON19 covering the time period 10-14 Nov

Vorcore (2005)		Concordiasi (2010)	
Balloon(s)	Time range	Balloon(s)	Time range
VOR4	16 Oct – 19 Oct	CON16	18 Sep – 22 Sep
VOR10	4 Oct – 12 Oct	CON01	25 Sep - 28 Sep
VOR15	11 Oct – 14 Oct	CON10	20 Oct – 28 Oct
VOR22	19 Oct – 26 Oct	CON18	4 Nov – 6 Nov
VOR22	29 Oct – 1 Nov	CON19	10 Nov – 14 Nov

TABLE 1. Super-pressure balloons involved in events of irreversible filamentation of the RDF-PV field, and time range of the events.

2010. Filaments of PV contours due to RWB tend to become longer and thinner and to turn undetectable in any Eulerian representation with limited horizontal resolution (McIntyre and Palmer 1984). Consequently, PV maps obtained directly from the reanalysis dataset may not be suitable to visualize filamentation due to wave breaking. To overcome this difficulty, we use the RDF method.

Figure 5 shows RDF calculations of PV (RDF-PV) on the 475K surface together with the positions of the SPBs on three selected days during case-1 (left-hand column) and case-2 (right-hand column). Let us start by case-1. The arrow in Fig. 5a points a PV filament that elongates from around 70°E westward to 0°E in the inner flank of the vortex edge, and that stays almost parallel to it. Balloon VOR4 is located near the vortex edge in the region from which the PV tongue stretches. During the following two days later (Fig. 5c,e), the PV tongue continues elongating and narrowing, while VOR4 drifts inside it.

The right-hand column in Fig. 5 shows selected days during case-2. In Fig. 5b, CON19 is at 60°E-70°S located inside a PV tongue that emerges from the edge into the interior of the vortex and that roughly extends from 120°E to 50°E (pointed by an arrow). During the following four days (Figs. 5d,f), the PV tongue is stretched in the inner periphery of the edge while CON19 remains in it. In neither example, the

balloons travel deep into the vortex core during the RWB.

In all other cases highlighted in Table 1, the balloons motions match well with the evolution of PV filaments that appear in the inner flank of the jet. The two examples in Fig. 5 show that the small-scale structures of the PV field obtained from RDF calculations are consistent with the balloon trajectories in the lower stratosphere. As a result, we are confident in concluding that RWB events –as characterized by irreversible deformation of PV contours as described by the RDF method– transport matter from the inner side of the edge polewards.

We next focus on the identification and role of hyperbolic trajectories in case-1 and case-2. Figure 6 shows the location of VOR10 and CON19 on M maps at 475K in the same days as in Fig. 5. M has large values (reddish colors) along the jet stream at the vortex edge. In the vortex interior (see Fig. 6) M displays structures that clearly resemble lines crossing at the points labeled H1 in case-1 (left-hand column) and H2 in case-2 (right-hand column). Following Mendoza and Mancho (2012), we interpret H1 and H2 as hyperbolic points that describe paths belonging to hyperbolic trajectories, and lines in the M field as their stable and unstable manifolds. We return to this discussion below.

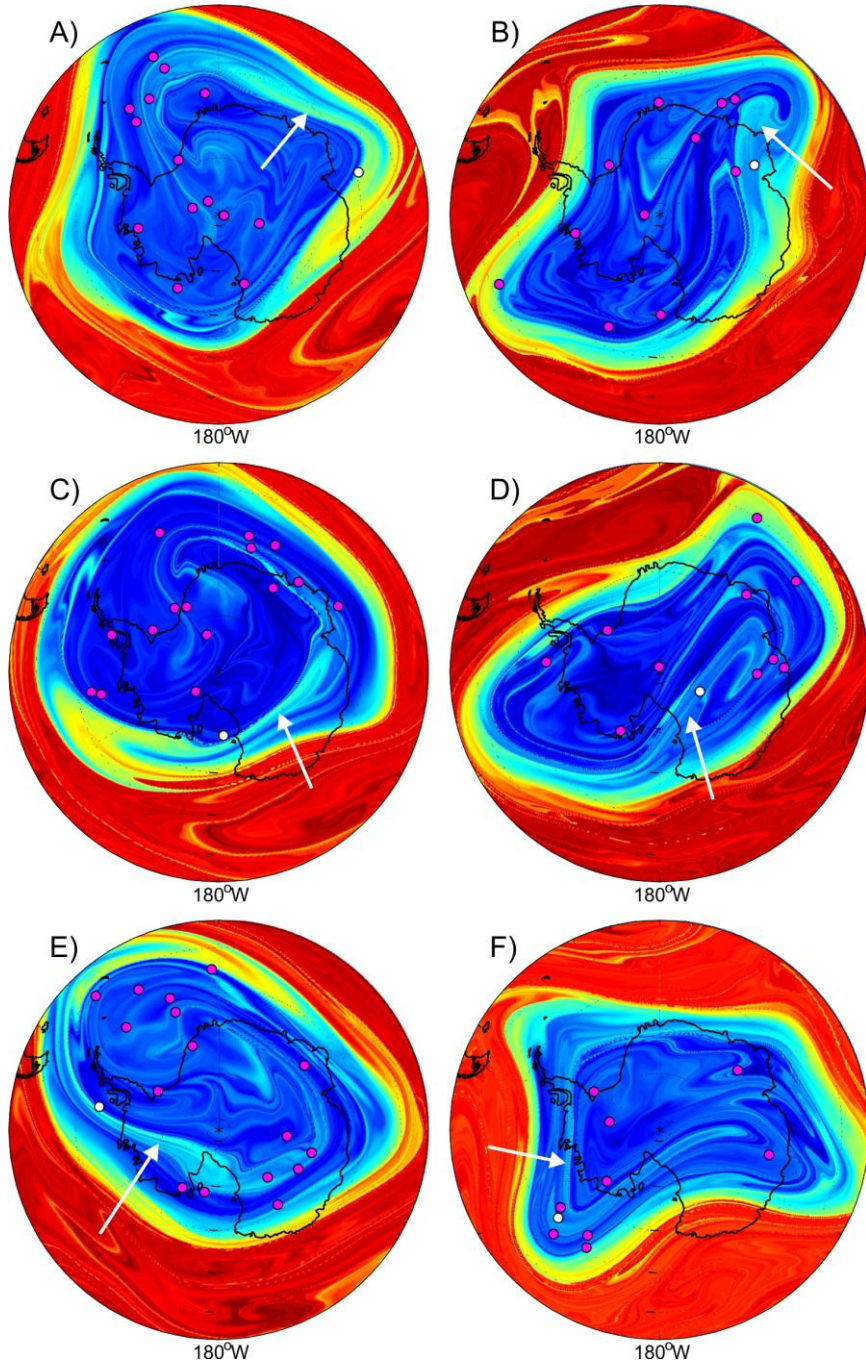


FIG. 5. RDF calculations of the PV field (shaded) from the ERA-Interim reanalysis at 475K on selected dates during case-1 (left column) (a) 12Z 16 Oct 2005, (c) 18Z 17 Oct 2005, (e) 06Z 19 Oct 2005, and case-2 (right column), (b) 00Z 10 Nov 2010, (d) 18Z 11 Nov 2010, (f) 18Z 13 Nov 2010. The PV filaments commented in the text are pointed by an arrow. The positions of VOR4 in the left-hand column and of CON19 in the right-hand column are marked by white circles, while the rest of the balloons by magenta circles. Orthogonal projection, the outermost latitude is 50°S.

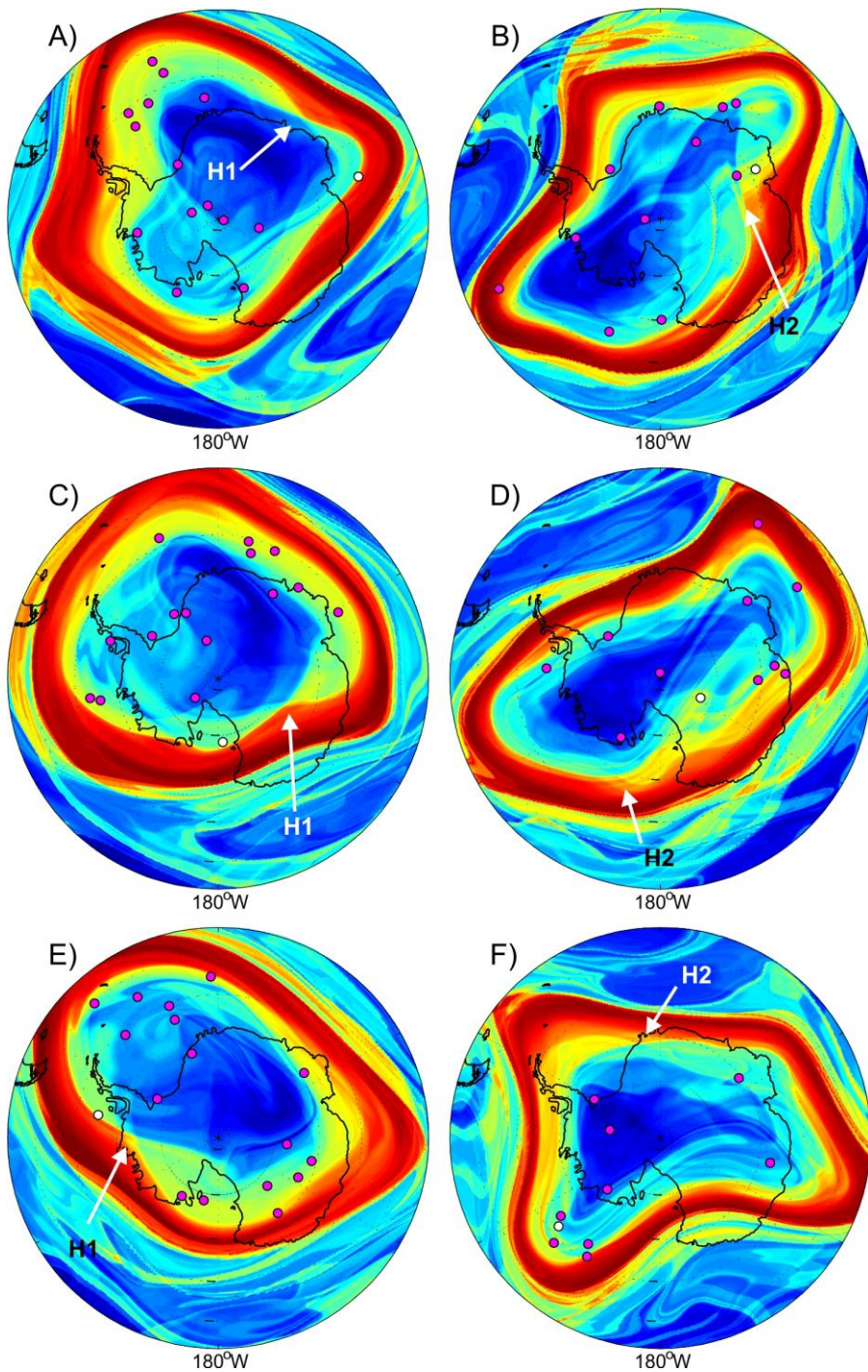


FIG. 6. As in Fig. 5, except for the function M (shaded). The locations of structures consisting on crossing lines of M (i.e. hyperbolic points) are labeled H1 in case-1 (left-hand column) and H2 in case-2 (right-hand column).

As expected, H1 and H2 are very helpful in the interpretation of air movements inside the vortex. In case-1 starting on 16 Oct 2005 (Fig. 6a), VOR4 comes near H1 (Figs. 6c,e) following a contour of M that passes through the hyperbolic point (i.e. a stable manifold). In case-2, CON19 is firstly located very near H2 (Fig. 5b), and moves away from it following inside a tongue that elongates from H2. Taken together, Figs. 5 and 6 reveal that in case-1 (Figs. 5a,c versus 6a,c) H1 is located on the PV tongue, while in case-2 (Figs. 5b,d,f, versus 6b,d,f) H2 is located in the region from where the PV filament elongates.

These results may be relevant to the slow recovery of Antarctic ozone content inside the SPV before the final breakdown, since the jet region is rich in ozone due to the strong diabatic descent of air in the area (e.g., Mariotti et al. 2000). Sato et al. (2009) estimated the contribution of lateral mixing in the recovery of ozone content at 20 km during early spring 2003 in $17\% \pm 4\%$ that of the contribution of the diabatic descent of the Brewer-Dobson circulation.

In most of the events selected in Table 1 RWB seems to be “peripheral”, in the sense that filaments of PV remain parallel and close to the vortex edge and the balloons are not transported very deep inside the vortex. We next analyze an event, in which the transport from the edge reaches deep into the vortex core, involving the Vorcore balloon VOR10, and roughly covering the period 4-12 October 2005 (case-3

hereafter). According to Fig. 4c, the minimum distance at 475K between the VOR10 and the vortex edge is about 10° until 4 October 2005. Thereon, the distance starts increasing almost systematically up to more than 20° in one week. This behavior corresponds to the balloon drifting near the inner flank of the jet and then transported rapidly into the vortex core.

Let us first focus on the description given by RDF-PV (left-hand column in Fig. 7). The arrow in Fig. 7a points to a PV filament that elongates from around 60°E westward to 45°W in the inner flank of the vortex edge, and that stays almost parallel to it. Balloon VOR10 is located at 45°W - 78°S on the limit where the mentioned filament flips deeper into the vortex. Two days later (Fig. 7c), the PV tongue has stretched further and VOR10 is clearly inside the part of the filament that penetrates the vortex core. In Fig. 7e, the balloon is already well inside the vortex, but the PV tongue is hardly visible (which means that the air inside that filament comes from a region with weak PV gradients).

Let us now turn to the information given by M. H3 labels the intersection of M lines (right-hand column in Fig. 7), which is interpreted as a hyperbolic point. In support of this interpretation we plot in Fig. 8 portions of the stable and unstable manifolds explicitly computed using the same technique as Mancho et al. (2004; see also the appendix) for a particular instance during case-3 superimposed on the function M. The intersection of the manifolds clearly coincides with H3,

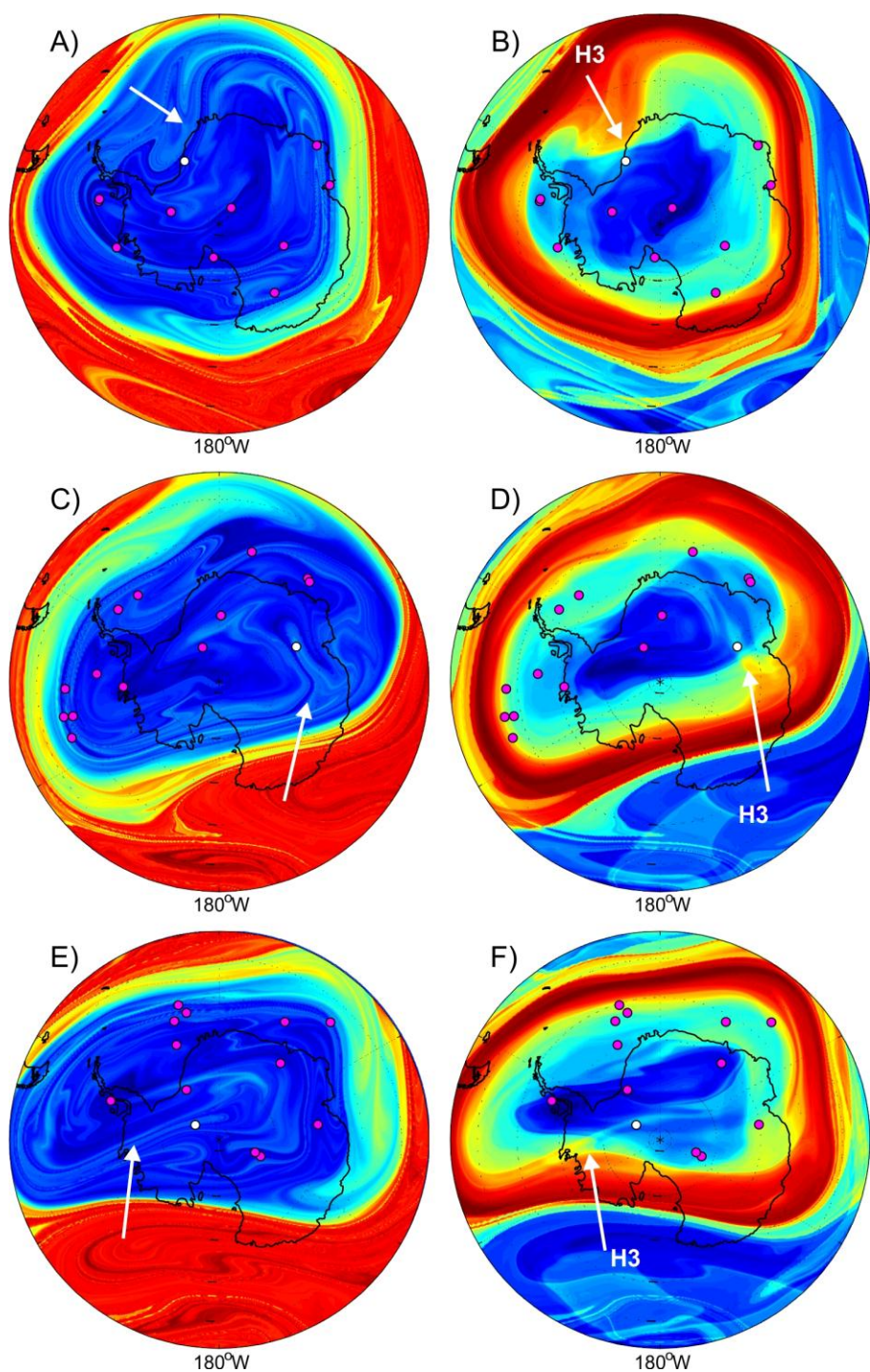


FIG. 7. Left-hand column: RDF calculations of the PV field (shaded), the arrows point the PV filament (see text); and right-hand column: the function M , the arrows point the locations of the hyperbolic point $H3$ (see text), on selected dates during case-3: (a,b) 18Z 4 Oct 2005, (c,d) 18Z 6 Oct 2005 and (e,f) 00Z 8 Oct 2005. The positions of VOR10 are marked by white circles, while the rest of the balloons by magenta circles.

and the path described by the intersection of the manifolds –which is a trajectory by definition – matches well with the successive locations of H3 (not shown). The same applies to H1 and H2 in the other case studies (not shown). VOR10 locates very near H3 as shown in Fig. 7a. Starting on the first days of October 2005, VOR10 drifts into the vortex core (Figs. 7c,e) following a contour of M that passes through H3 (i.e. an unstable manifold). In this case-3, therefore, the balloon does travel into the vortex core while involved in a RWB process.

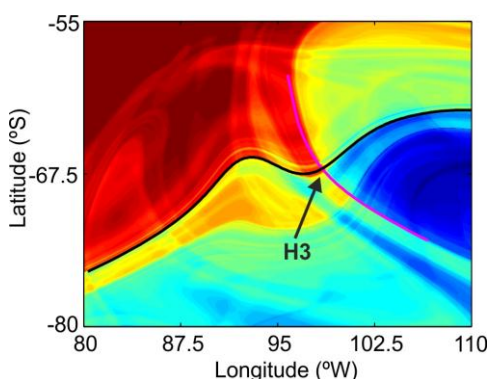


FIG. 8. The function M at 475 K (shaded) on 00Z 8 Oct 2005. Black and magenta lines correspond with the stable and unstable manifolds, respectively (see the Appendix for more details on the computation of the manifolds). The location of H3 is indicated.

A comparison between the panels in the two columns of Fig. 7 also reveals that the region where a PV filament flips into the core of the vortex is a hyperbolic region marked by the location of H3. The hyperbolic points analyzed so far, therefore, are in special locations in reference to the filamentation of PV contours associated to RWB. In this sense hyperbolic points

might be regarded as key organizing structures in the critical layer for Rossby waves, taking the role that stagnation points usually have in the framework of a steady zonal background flow and a monochromatic zonal wave breaking (e.g., Haynes 2003). Scott and Cammas (2002) applied these concepts using reanalysis data to study RWB intensity in the subtropical tropopause. They did so by exploring the locations of stagnation points in the commoving velocity field (i.e. the velocity field relative to the phase speed of the breaking wave). Following such an approach requires previous knowledge of breaking wave, such as its wavenumber and phase speed, which is not simple in our problem. The kinematic-based method for identifying hyperbolic trajectories, on the other hand, does not require any extra assumptions on the dynamics of the flow (i.e. mean flow plus zonal waves with relatively small amplitudes) or on the properties of the breaking waves, and thus its application is straightforward.

b. Rossby wave breaking inside the vortex not captured by RDF-PV

From the dynamical systems perspective adopted in the present study we can identify transport events similarly as it was done in Table 1, but restricting consideration to the balloons motions with respect to hyperbolic points and their invariant manifolds. Table 2 displays the results, just showing the events not easily connected to filamentation of the RDF-PV field,

Vorcore (2005)		Concordiasi (2010)	
Balloon(s)	Time range	Balloon(s)	Time range
VOR4	11 Oct – 19 Oct	CON10,12	4 Nov – 10 Nov
VOR3	10 Oct – 16 Oct	CON11	7 Nov – 11 Nov
VOR8	1 Nov – 5 Nov	CON18	17 Oct – 29 Oct
VOR10	11 Oct – 14 Oct	CON18	20 Nov – 24 Nov
VOR23, 24	14 Nov – 19 Nov		

TABLE 2. As Table 1, except for events identified with the Lagrangian descriptor M.

and hence that are not in Table 1. There are two possible explanations for the identification of these events with the descriptor M and not with the RDF-PV field: 1) RDF calculations of any tracer field (i.e. PV in our case) only capture filamentation in regions with relatively large tracer gradients, whereas Lagrangian structures do not depend on any tracer field, and/or 2) tracer tongues from RDF calculations tend to align with the unstable manifolds. If the transport event occurs in the stable direction, RDF will not capture it.

Figure 9 illustrates two of these events not captured by the RDF-PV approach, the first one involving Vorcore balloons VOR23 and VOR24 in mid-November 2005 (case-4), and the second one involving Concordiasi balloon CON18 in mid-late October 2010 (case-5). In each event, the hyperbolic points of interest are labeled H4 and H5, respectively. The vortex in mid-November 2005 during case-4 is very elongated and displaced off the pole (Fig. 9, left-hand column).

According to Fig. 9a, VOR23 and VOR24 in Fig. 9a approach H4 from opposite directions but along the same line of M (i.e. a stable manifold) that crosses H4. One day later (Fig. 9c), VOR24 has followed the unstable direction and is “trapped” in a region delimited by marked lines of M, while VOR23 is near H4. A couple of days later (Fig. 9e), VOR24 remains in the same region, and VOR23 has taken the unstable direction going away from H4 and approaching VOR24. Overall, the motions of all balloons displayed are consistent with the dispositions of the lines of M, very vividly highlighted in this example.

The vortex is much less perturbed during case-5 in mid-late October 2010 (Fig. 9, right-hand column). CON18 is initially located in the region of lower values of M (bluish colors) in the vortex core (Fig. 8b), and approaches the inner flank of the jet along a contour of M (i.e. a stable manifold) that passes through H5 (Figs. 9d,f). The behavior of this balloon, thus, is the opposite of that

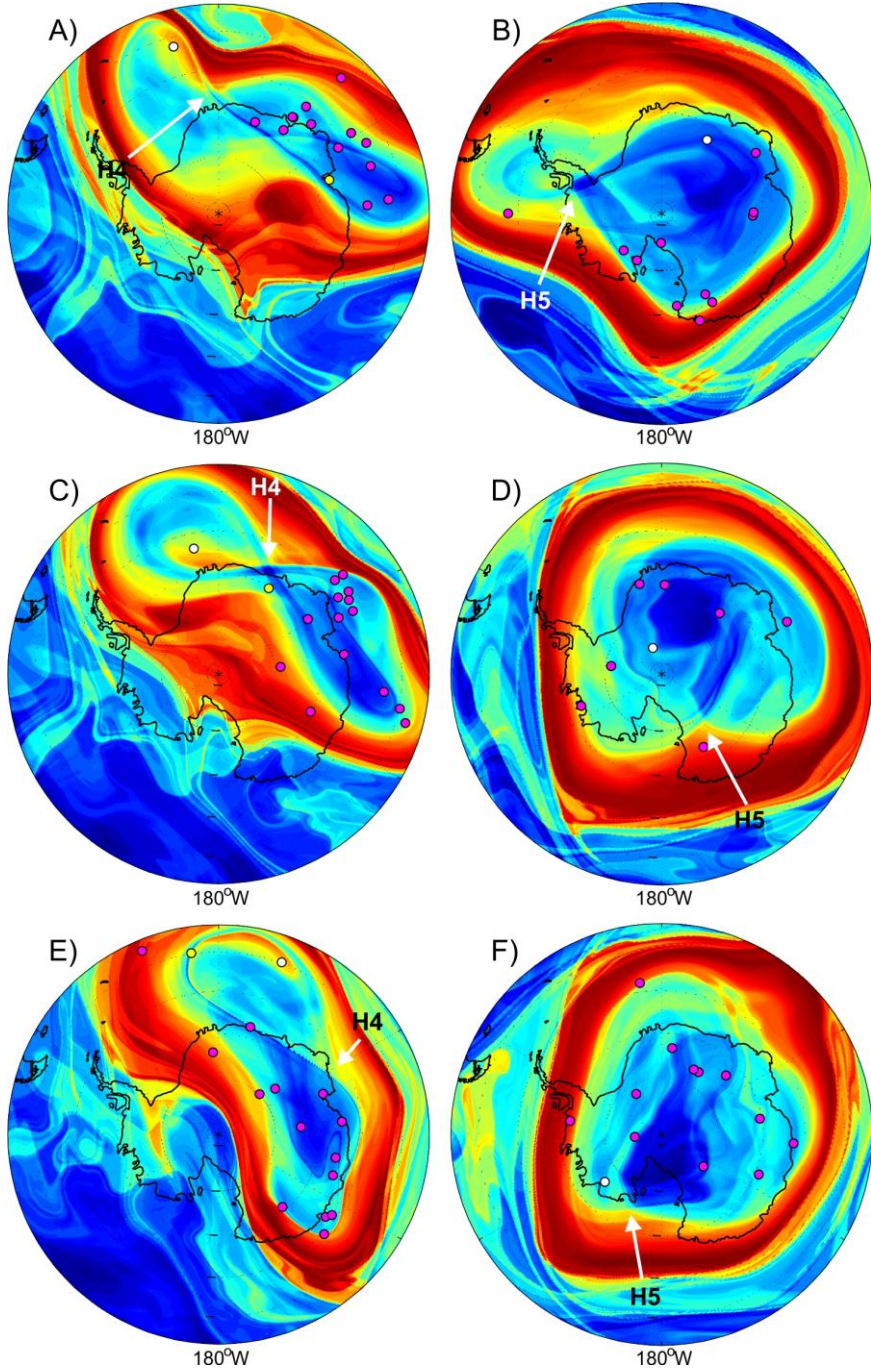


FIG. 9. As in Fig. 6, except for selected dates during case-4 (left column) (a) 00Z 15 Nov 2005, (c) 06Z 16 Nov 2005, (e) 06Z 18 Nov 2005, and case-5 (right column), (b) 18Z 19 Oct 2010, (d) 12Z 24 Oct 2010, (f) 18Z 29 Oct 2010. The positions of VOR23 and VOR24 in the left-hand column are marked by yellow and white circles, respectively, while the position of CON18 in the right-hand column is marked by white circles, while the rest of the balloons by magenta circles.

described in case-3. While VOR10 was transported from the inner side of the jet to the vortex core in case-1, CON18 is transported from the core to the inner periphery of the edge.

The behavior of the observed balloons inside the SPV in the vicinity of hyperbolic trajectories and their manifolds is similar to that of two Vorcore balloons in the outer periphery of the vortex described by de la Cámara et al. (2010) and DLC12. In their case study, the balloon escapes from the outer periphery of the vortex through a tongue of PV that develops in a region where a hyperbolic trajectory is located during a wave breaking event. Our results in the present paper, supported by in-situ balloon data, illustrate 1) that hyperbolic points are related to RWB inside the vortex, and 2) the way in which they influence mass transport between the jet and the vortex core.

Plumb et al. (1994) found, for three case-studies of intrusions of air inside the northern SPV, quasi-stationary anticyclones extending throughout the troposphere and the stratosphere up to 10 hPa. Those anticyclones cause strong and localized vortex ridging, which appeared to be important for the air intrusions into the lower SPV. The perturbations in the Southern Hemisphere are much weaker than in the Northern Hemisphere and exchange of air from both side of the jet and, in particular, intrusions of mid-latitude air into the SPV are very rare (e.g. Trondoy et al 1995). Instead, we have shown that air exchange does occur

between the interior flank of the jet and the vortex interior.

5. Summary and conclusions

We have examined evidence of Rossby wave breaking in the interior of the Antarctic polar vortex during the southern spring seasons (September-November) of 2005 and 2010. Our methodology used Reverse Domain Filling calculations of potential vorticity fields (RDF-PV) and Lagrangian coherent structures of the flow given by the descriptor M , based –in both instances - on isentropic trajectories obtained from the velocity fields in the ERA-Interim reanalysis. The results have been contrasted with observed isopycnic balloon trajectories from the Vorcore and Concordisi field campaigns (2005 and 2010, respectively), which released respectively 27 and 19 isopycnal balloons from McMurdo Antarctica to drift for several months in the lower southern stratosphere. Even though the number of balloon released is relatively small, we found it sufficient to both raising conjectures and testing insights into the dynamics of the stratospheric polar vortex during its final warming. All balloons except for two drifted inside the polar vortex during the September-October period (Hertzog et al. 2007; De la Cámara et al. 2010; DLC12),. We started by describing general characteristics of the balloons locations with respect to the vortex edge. Overall, in Vorcore a larger percentage of SPBs remained nearer the vortex edge than in Concordiasi.

We looked for the signature of Rossby wave breaking in filaments of PV at 475K isentropic level that elongate from the vortex edge polewards, and identified events in which balloons were located inside the filaments. Three cases were first selected for further analysis, all of which are captured by the RDF-PV. In both case-1 and case-2, either a Vorcore (VOR4) or a Concordiasi balloon (CON19), respectively, stayed relatively close to the jet stream while involved in the RWB events. By contrast, VOR10 in case-3 experienced an unusually large displacement from the poleward flank of the jet towards the vortex core in about one week. In all three cases, the evolution of the PV filament and the path followed by the balloons were entirely consistent with each other.

In these three cases, we explored the Lagrangian structures of the flow at the 475K level. Our methodology relied on the descriptor M (Madrid and Mancho 2009; Mendoza y Mancho 2010; Mancho et al. 2012), which we introduced in the context of stratospheric circulation in a previous paper (DLC12). In the three events, we found in the interior flank of the jet outstanding structures in the M fields that carry the signature of hyperbolic trajectories. In dynamical systems theory hyperbolic trajectories are the generalization to aperiodic flows of the concept of stagnation points in stationary flows, and hence play an important organizing role in fluid parcel behavior. We showed that the selected balloons drifted either away from or

towards the hyperbolic trajectories in the interior flank of the jet along the corresponding manifolds.

We further studied two cases not captured by the RDF-PV. In these cases, we showed that the dynamical systems approach (M function) can still provide information, and argued that there are two possible reasons: 1) RDF calculations of any tracer field only capture filamentation in regions with relatively large tracer gradients, and/or 2) tracer tongues from RDF calculations tend to align with the unstable manifolds. If the transport event occurs in the stable direction, RDF will not capture it. Each one of the two cases of this type was selected from each campaign. Case-4 involved the balloons VOR23 and VOR24 and their motions in the very perturbed vortex in mid-November 2005. The other event (case-5) was the transport of a Concordiasi balloon (CON18) from the jet core towards the poleward flank of the jet in about one week in mid/late October 2010.

We found hyperbolic points in the region within the vortex from where PV filaments elongated. Therefore, we argued that hyperbolic points act as key organizing structures for Rossby wave breaking in the vortex interior. It is worth highlighting that such Lagrangian (geometrical) structures are based on the kinematics of the flow, and allow studying transport in the SPV without making any extra assumptions on the velocity field (apart from assuming adiabatic and frictionless motions), which facilitates the interpretation of the

dynamics involved. We further illustrated how the combination of the dynamical systems approach with reverse domain filling calculations of PV from the ERA-Interim reanalysis contribute to finding order in the apparent chaotic behavior of fluid parcels in the stratospheric polar vortex (and hence stratospheric drifters) and to identify the existence of RWB. Finally, the excellent agreement between the observed balloons paths and both RDF-PV fields and the Lagrangian structures obtained from ERA-Interim, confirms the quality of this dataset to perform trajectory-based studies of the stratosphere in the extratropics.

Acknowledgments. The authors thank an anonymous reviewer for insightful suggestions to a former version of the manuscript. This research was supported by the Spanish Ministry of Science under grants CGL2008-06295, MTM2011-26696, ICMAT Severo Ochoa project SEV-2011-0087, Spanish CSIC under grant ILINK-0145, US NSF under grant ATM-0732222, and US ONR N000140910418 and N000141010655. The computational part of this work has benefited from an ICTS-CESGA project No. 109, which allowed priority access to supercomputer Finis Terrae. The first author is supported by the FPI-UCM fellowship program. Concordiasi was built by an international scientific group and is currently supported by the following agencies: Météo-France, CNES, IPEV, PNRA, CNRS/INSU, NSF, NCAR, Concordia consortium, University of Wyoming and Purdue University. ECMWF also contributes to the project through computer resources and support, and scientific expertise. The two operational

polar agencies PNRA and IPEV are thanked for their support at Concordia station. Concordiasi is part of the THORPEX-IPY cluster within the International Polar Year effort.

APPENDIX

Computation of unstable and stable manifolds of hyperbolic trajectories

The method we used to compute unstable and stable manifolds is similar to that presented by Mancho et al. (2004), except for some parts of the algorithm having been adapted to calculation on spherical surfaces (Dritschel 1989) to approximate atmospheric motions in the stratosphere. This Appendix concentrates on unstable manifolds because the stable ones are obtained in the same way except for inverting the time direction.

At each value of time t_k in a discrete set of time increments $[t_k, k=0,...,N]$, the manifold is represented by a discrete set of points or nodes \mathbf{x}_j determined by application of the following procedure. We start by considering a segment at t_0 aligned along the unstable subspace of the hyperbolic trajectory, which in our case is determined from the features of M (i.e. the point at the intersection of lines of M forming an “X” structure that separate regions with markedly different colors). The segment at time t_0 is represented by a discrete set of points. These points are evolved as trajectories of fluid parcels until time t_l . As they evolve they may grow apart, giving rise to unacceptable large gaps between adjacent points on the manifold. These

gaps are considered to be unacceptable gaps if $\sigma_j = e_j \rho_j > 1$, where e_j is the distance between nodes \mathbf{x}_j and \mathbf{x}_{j+1} , and ρ_j is density of points along the computed manifold defined as the minimum value between:

$$\rho_j = (\mu L)^a (\kappa_j L)^{-1} \quad \text{A(1)}$$

and

$$\rho_j = 2/\zeta \quad \text{A(2)}$$

In A(1), L is a typical length scale fixed to 1, and $a=2/3$. The parameter μ controls the overall point density along the manifold and needs tuning for individual problems. Small values of μ correspond to a high point density. In our computations μ is fixed to 0.01. The quantity κ_j in (A.1) is defined in terms of:

$$\kappa_j = \frac{2\mathbf{x}_j \cdot (\mathbf{t}_j \times \mathbf{t}_{j-1})}{|\mathbf{t}_j e_{j-1}^2 + \mathbf{t}_{j-1} e_j^2|}$$

Here,

$$\mathbf{t}_j = \mathbf{x}_{j+1} - \mathbf{x}_j, \quad \mathbf{x}_j \in \mathbb{R}^3$$

$$\mathbf{n}_j = \mathbf{x}_j \times \mathbf{x}_{j+1}$$

$$e_j = |\mathbf{t}_j| = |\mathbf{n}_j|$$

Also, ζ serves in A(2) as a small-scale cut-off distance for resolving manifold details which we have fixed to 10^{-6} .

When a gap between nodes at time t_l is unacceptable according to the criteria just defined, a node is inserted between those in the previous time using an appropriate interpolation technique and advected until time t_l . For the interpolation, we use the scheme due to

Dritschel (1989). This method represents the curve between points \mathbf{x}_j and \mathbf{x}_{j+1} as:

$$\mathbf{x}(p) = \mathbf{x}_j + p\mathbf{t}_j + \eta(p)\mathbf{n}_j + \xi(p)\mathbf{s}_j \quad \text{A(3)}$$

where $0 \leq p \leq 1$, and

$$\mathbf{s}_j = \frac{(\mathbf{x}_j + \mathbf{x}_{j+1})}{2},$$

$$\eta(p) = \alpha_j p + \beta_j p^2 + \gamma_j p^3,$$

$$\xi(p) = \frac{1}{2} e_j^2 p(1-p)$$

The criterion is verified for each pair of adjacent points making up the manifold at t_l and the procedure is iterated until there are no unacceptable gaps. Once this is achieved at t_l we use the point redistribution algorithm described in Dritschel (1989) in an attempt to remove points from less computationally demanding parts of the manifold (see Mancho et al. 2004). To describe this algorithm, let n be the number of nodes at t_l :

$$q = \sum_{j=1}^n \sigma_j$$

and define $\tilde{n}=[q]+2$ (i.e., the nearest integer to q plus two). During redistribution, the end points of the manifold are held fixed. The $n-2$ ‘old’ nodes between the end points will be replaced by $\tilde{n}-1$ entirely new nodes in such a way that the spacing of new nodes is approximately consistent with the desired average density, which is controlled by the parameter μ . Let $\sigma'_j = \sigma_j \tilde{n}/q$ so that $\sum_{j=1}^n \sigma'_j = \tilde{n}$. Then, the positions of the new nodes $i=2, \dots, \tilde{n}$ are

found successively by seeking for each successive j a p such that,

$$\sum_{l=1}^{j-1} \sigma'_l + \sigma'_i p = j-1$$

and placing each new node i between the old nodes j and $j+1$ at the position $\mathbf{x}(p)$ given in (A.3). The complete procedure to evolve the unstable manifold from t_0 to t_l is repeated for successive times t_{k-1} , t_k until the end time t_N is reached.

REFERENCES

- Abatzoglou, J. T. and G. Magnusdottir, 2007: Wave breaking along the stratospheric polar vortex as seen in ERA-40 data. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L08812, doi:10.1029/2007GL029509.
- Ayarzagüena, B., U. Langematz and E. Serrano, 2011: Tropospheric forcing of the stratosphere: A comparative study of the two different Major Stratospheric Warmings in 2009 and 2010. *J. Geophys. Res.*, **116**, D18114, doi:10.1029/2010JD015023.
- Baldwin, M. P. and J. R. Holton, 1988: Climatology of the stratospheric polar vortex and planetary wave breaking. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1123-1142.
- Beron-Vera, F. J., M. J. Olascoaga, M. G. Brown and H. Koçak, 2012: Zonal jets as meridional transport barriers in the subtropical and polar lower stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 753-767, doi: 10.1175/JAS-D-11-084.1.
- Bowman, K. P., 1993: Large-scale isentropic properties of the Antarctic polar vortex from analyzed winds. *J. Geophys. Res.*, **98**, 23013-23027.
- Bowman, K. P., 1996: Rossby wave phase speeds and mixing barriers in the stratosphere. Part I: Observations. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 905-916.
- Chen, P., 1994: The permeability of the Antarctic vortex edge. *J. Geophys. Res.*, **99**, 20563-20571.
- Chen, P., J. R. Holton, A. O'Neill and R. Swinbank, 1994: Quasi-horizontal transport and mixing in the Antarctic stratosphere. *J. Geophys. Res.*, **99**, 16851-16866.
- De la Cámara, A., A. M. Mancho, K. Ide, E. Serrano and C. R. Mechoso, 2012: Routes of transport across the Antarctic polar vortex in the southern spring. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 741-752, doi:10.1175/JAS-D-11-0142.1.
- De la Cámara, A., C. R. Mechoso, K. Ide, R. Walterscheid and G. Schubert, 2010: Polar night vortex breakdown and large-scale stirring in the Southern Hemisphere, *Clim. Dyn.*, **35**, 965-975, doi: 10.1007/s00382-009-0632-6.
- Dahlberg, S. P. and K. P. Bowman, 1994: Climatology of large-scale isentropic mixing in the Arctic winter stratosphere from analyzed winds. *J. Geophys. Res.*, **99**, 20585-20599.
- Dee, D. P., and Co-authors, 2011: The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 553-597, doi: 10.1002/qj.828.
- Dritschel, D. G., 1989: Contour dynamics and contour surgery: Numerical algorithms for extended, high resolution modeling of vortex dynamics in two-dimensional, inviscid, incompressible flows. *Comput. Phys. Rep.*, **10**, 78-146.
- Fairlie, T. D. A., and A. O'Neill, 1988: The stratospheric major warmings of winter 1984/85: Observations and dynamical inferences. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 557-578.
- Hartmann, D., K. R. Chan, B. L. Gary, M. R. Schoeberl, P. A. Newman, R. L. Martin, M. Loewenstein, J. R. Podolske and S. E. Strahan, 1989: Potential vorticity and mixing in the South polar vortex during spring. *J. Geophys. Res.*, **94**, 11625-11640.

- Haynes, P. H., 2003: Critical layers. *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, J. R. Holton, J. A. Pyle and J. A. Curry, Eds., Elsevier, 582-589.
- Hertzog, A., and Coauthors, 2007: Strateole/VORCORE long-duration, superpressure balloons to study the Antarctic lower stratosphere during the 2005 winter. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **24**, 2048-2061, doi:10.1175/2007JTECHA948.1.
- Hitchman, M. E., and A.S. Huesmann, 2007: A seasonal climatology of Rossby wave breaking in the 320–200-K layer. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 1923–1940, doi:10.1175/JAS3927.1.
- Hu, Y., and K. K. Tung, 2003: Possible ozone-induced long-term changes in planetary wave activity in late winter. *J. Clim.*, **16**, 3027-3038.
- Joseph, B. and B. Legras, 2002: Relation between kinematic boundaries, stirring and barriers for the Antarctic polar vortex. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1198-1212, doi: 10.1175/1520-0469.
- Jukes, M. N. and M. E. McIntyre, 1987: A high-resolution one-layer model of breaking planetary waves in the stratosphere. *Science*, **328**, 590-596.
- Lee, A. M., H. K. Roscoe, A. E. Jones, P. H. Haynes, E. F. Shuckburgh, M. W. Morrey and H. Pumphrey, 2001: The impact of the mixing properties within the Antarctic stratospheric vortex on ozone loss in spring. *J. Geophys. Res.*, **106**, 3203-3211.
- Madrid, J. A. J. and A. M. Mancho, 2009: Distinguished trajectories in time dependent vector fields. *Chaos*, **19**, 01311, doi:10.1063/1.3056050.
- Mancho, A. M., D. Small and S. Wiggins, 2004: Computation of hyperbolic trajectories and their stable and unstable manifolds for oceanographic flows represented as data sets. *Nonlinear Proc. Geophys.*, **11**, 17-33.
- Mancho, A. M., D. Small and S. Wiggins, 2006: A comparison of methods for interpolating chaotic flows from discrete velocity data. *Comp. & Fluids*, **35**, 416-428.
- Mancho, A. M., S. Wiggins, J. Curbelo and C. Mendoza, 2012: The phase portrait of aperiodic non-autonomous dynamical systems. Preprint arxiv:1106.1306.
- Mariotti, A., C. R. Mechoso, B. Legras and V. Daniel, 2000: The evolution of the ozone “collar” in the Antarctic lower stratosphere during early August 1994. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 402-414.
- McIntyre, M. E., 1982: How well do we understand the dynamics of stratospheric warmings? *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 37-65.
- McIntyre, M. E. and T. Palmer, 1983: Breaking planetary waves in the stratosphere. *Nature*, **305**, 593-600.
- McIntyre, M. E. and T. Palmer, 1984: The surf zone in the stratosphere. *J. Atmos. Sci. Terr. Phys.*, **46**, 825-849.
- Mechoso, C. R., A. O’Neill, V. D. Pope and J. D. Farrara, 1988: A study of the stratospheric final warming of 1982 in the Southern Hemisphere. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 1365-1384.
- Mendoza, C. and A. M. Mancho, 2010: The hidden geometry of ocean flows. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 038501, doi:10.1103/PhysRevLett.105.038501.
- Mendoza, C. and A. M. Mancho, 2012: The Lagrangian description of aperiodic flows: a case study of the Kuroshio current. *Nonlin. Processes Geophys.*, **19**, 449-472, doi: 10.5194/npg-19-449-2012.
- Mendoza, C., A. M. Mancho and M.-H. Río, 2010: The turnstile mechanism across the Kuroshio current: analysis of dynamics in altimeter velocity fields. *Nonlin. Processes Geophys.*, **17**, 103-111, doi: 10.5194/npg-17-103-2010.
- Mizuta, R. and S. Yoden, 2001: Chaotic mixing and transport barriers in an idealized stratospheric polar vortex. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2616-2629.
- Nakamura, M. and R. A. Plumb, 1994: The effects of flow asymmetry on the direction of

- Rossby wave breaking. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2031-2045.
- Öllers, M. C., P. F. J. van Velthoven, H. M. Kelder and L. P. J. Kamp, 2002: A study of the leakage of the Antarctic polar vortex in late austral winter and spring using isentropic and 3-D trajectories. *J. Geophys. Res.*, **107**(D17), 4328, doi:10.1029/2001JD001363.
- O'Neill, A., W. L. Grose, V. D. Pope, H. McLean, and R. Swinbank, 1994: Evolution of the stratosphere during northern winter 1991-1992 as diagnosed by the UKMO analysis. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2800-2817.
- Pierce, R. B., T. D. Fairlie, W. L. Grose, R. Swinbank and A. O'Neill, 1994: Mixing processes within the polar night jet. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2957-2972.
- Plumb, R. A., 1985: On the three-dimensional propagation of stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 217-229.
- Plumb, R. A., and Coauthors, 1994: Intrusions into the lower stratospheric Arctic vortex during the winter of 1991-1992. *J. Geophys. Res.*, **99**, 1089-1105.
- Polvani, L. M. and R. A. Plumb, 1992: Rossby wave breaking, microbreaking, filamentation, and secondary vortex formation: The dynamics of a perturbed vortex. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 462-476.
- Postel, G. A. and M. H. Hitchmann, 1999: Climatology of Rossby wave breaking along the subtropical tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 359-373.
- Postel, G. A. and M. H. Hitchmann, 2001: Observational diagnosis of a Rossby wave breaking event along the subtropical tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **129**, 2555-2561.
- Rabier, F., and Coauthors, 2010: The CONCORDIASI project in Antarctica. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **91**, 69-86, doi:10.1175/2009BAMS2764.1.
- Sato, K., Y. Tomikawa, G. Hashida, T. Yamanouchi, H. Nakajima and T. Sugita, 2009: Longitudinally dependent ozone increase in the Antarctic polar vortex revealed by balloon and satellite observations. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 1807-1820, doi: 10.1175/2008JAS2904.1.
- Scott, R. K. and J.-P. Cammas, 2002: Wave breaking and mixing at the subtropical tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 2347-2361.
- Stewartson, K., 1978: The evolution of the critical layer of a Rossby wave. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **9**, 185-200.
- Sutton, R. T., H. McLean, R. Swinbank, A. O'Neill, and F. W. Taylor, 1994: High resolution stratospheric tracer fields estimated from satellite observations using Lagrangian trajectory calculations. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2995-3005.
- Trounaday, B., L. Perthuis, S. Strebelle, J. D. Farrara, and C. R. Mechoso, 1995: Dispersion properties of the flow in the southern stratosphere during winter and spring. *J. Geophys. Res.*, **100**, 13901-13917.
- Warn, T. and H. Warn, 1978: The evolution of a nonlinear critical layer. *Stud. Appl. Maths.*, **59**, 37-71.
- Waugh, D. W., and Coauthors, 1994: Transport out of the lower stratospheric Arctic vortex by Rossby wave breaking. *J. Geophys. Res.*, **99**, 1071-1088.
- Wiggins, S., 1992: *Chaotic Transport in Dynamical Systems*. Springer-Verlag, 301 pp.

VII. Discusión

El objetivo general que se aborda en la presente Memoria de Tesis Doctoral es estudiar los mecanismos responsables del transporte en el interior, en el exterior y a través de la frontera del vórtice polar estratosférico (SPV) del hemisferio sur.

La ruptura de ondas planetarias o de Rossby [McIntyre y Palmer 1983] está íntimamente relacionada con el transporte cuasi-horizontal de masas de aire a gran escala en la estratosfera extratropical [Ngan y Shepherd 1997, 1999a; Plumb 2002; Shepherd 2007]. En el hemisferio norte, se ha diagnosticado RWB en episodios de intercambio de masa entre el interior y el exterior del vórtice [Plumb *et al.* 1994; Waugh *et al.* 1994]. En el hemisferio sur, sin embargo, la gran intensidad de la corriente en chorro en la frontera del vórtice dificulta en gran medida la ruptura de ondas y, por tanto, el intercambio de masa. La RWB a un lado y a otro del chorro, y el consiguiente transporte a gran escala, parecen estar desconectados entre sí [Nakamura y Plumb 1994; Bowman 2000; Joseph y Legras 2002].

La manera en la que se ha abordado en esta Tesis el estudio del transporte a gran escala ha sido mediante técnicas lagrangianas aportadas por la teoría de sistemas dinámicos. Estos métodos localizan regiones geométricas en la estratosfera que desde el punto de vista del transporte están bastante aisladas entre sí porque entre ellas el intercambio de materia es pequeño o nulo. Estas regiones determinan dominios en los que parcelas de aire evolucionan dinámicamente de modo distinto. Además, la información que proporcionan las estructuras lagrangianas se ha contrastado con trayectorias observadas de globos pertenecientes a las campañas de los proyectos VORCORE y CONCORDIASI, que muestrearon el interior del vórtice polar estratosférico durante las primaveras australes de 2005 y 2010, respectivamente.

Los resultados obtenidos en este trabajo indican que las estructuras lagrangianas (i.e. trayectorias hiperbólicas y sus variedades estables e inestables), captadas tanto con los exponentes de Lyapunov a tiempo finito (FTLE) como con el descriptor M , son lo suficientemente precisas como para interpretar las trayectorias observadas de globos que vuelan libremente en la estratosfera. Esto es así a pesar del rápido crecimiento de la distancia entre trayectorias observadas y calculadas a partir de los datos de reanálisis (Fig. 4 en de la Cámara *et al.* [2010], sección VI.1). En este sentido, Haller [2002] expone que las estructuras coherentes

lagrangianas son en general robustas frente a ciertos errores en los datos de velocidad del modelo.

En particular, también se ha mostrado en los resultados de esta Tesis que con la función M se alcanza una descripción más nítida y precisa de la estructura geométrica del flujo estratosférico que con FTLE, un método más difundido para este tipo de análisis. Mancho *et al.* [2012] discuten las diferencias entre las dos metodologías. Estos autores encuentran que:

- M Logra representar las variedades en varios ejemplos analíticos en los que los FTLE fallan.
- Mientras que los FTLE proporcionan estructuras espurias en casos analíticos, como el de la ecuación integrable de Duffin, M funciona bien.
- Computacionalmente, M es más eficiente que los FTLE reduciendo típicamente el tiempo de computación en un factor 4.

En cuanto al transporte de aire en la periferia exterior del vórtice, los resultados muestran que éste puede interpretarse en términos de dinámica de lóbulos [de la Cámara *et al.* 2010, sección VI.1; de la Cámara *et al.* 2012a, sección VI.2]. Así, se han mostrado ejemplos de transporte desde el exterior del chorro hasta latitudes medias (siguiendo las trayectorias de dos globos del proyecto VORCORE), y viceversa. Estas trayectorias son consistentes con la presencia de trayectorias hiperbólicas y con la disposición de sus variedades en la periferia del SPV. Estos resultados están de acuerdo con estudios previos. Bowman [2000] destacó la disposición intrincada de variedades en el exterior del vórtice, aunque no analizó ningún evento particular de transporte. En un estudio usando datos del análisis del ECMWF, Joseph y Legras [2002] aclararon que la dinámica de lóbulos describe el transporte de aire entre la *surf zone* en latitudes medias y el collar, que es donde Bowman [2000] encontró complicadas intersecciones de variedades y que ellos denominan *capa estocástica*.

Desde un punto de vista físico, los resultados de esta Tesis muestran que los globos viajan desde la zona externa del chorro polar hasta latitudes medias durante un proceso de ruptura de ondas [de la Cámara *et al.* 2010; sección VI.1]. Así, aparece una perturbación anticiclónica que erosiona el exterior del vórtice, de donde emana la lengua de vorticidad por donde los globos se transportan a latitudes medias (Fig. 5 en la sección VI.1, de la Cámara *et al.* [2010]). El alargamiento de los contornos de PV parece ocurrir desde el punto donde se sitúa la trayectoria hiperbólica en ese momento, y en la dirección de su variedad inestable. Este hecho, unido a la presencia del anticiclón, es consistente con la presencia de una capa crítica para las ondas planetarias. El punto hiperbólico

puede entenderse como un elemento clave en la organización de la RWB y el transporte asociado, similar a los puntos de estancamiento que separan los anticiclones de la capa crítica en la solución del modelo simplificado de Stewartson [1978] y de Warn y Warn [1978].

En cuanto al interior del vórtice polar, los resultados recogidos en el presente trabajo muestran por primera vez de manera clara que el interior del SPV también está poblado por trayectorias hiperbólicas [de la Cámara *et al.* 2012a; sección VI.2]. De esta manera se señala la presencia de RWB en la región, algo que diversos estudios climatológicos ya habían mostrado [p. ej. Hitchman y Huesmann 2007]. Es significativo el hecho de que se necesite un tiempo de integración para el cálculo de trayectorias τ más alto en el interior que en el exterior para empezar a ver estructuras lagrangianas, como se muestra en la Fig. VII.1. Esto implica que las parcelas en el interior necesitan más tiempo para “notar” la hiperbolicidad, lo cual es consistente con una RWB menos intensa y tasas de mezcla más bajas en el interior que en el exterior del SPV [Pierce *et al.* 1994]. Los resultados de Bowman y Chen [1994] pueden explicar en parte estas diferencias. Estos autores estudian la mezcla de aire debida a inestabilidades del flujo en un vórtice polar idealizado usando un modelo barotrópico. Concluyen que el transporte *eddy* de momento hacia el polo por la ondas al crecer acelera el flujo

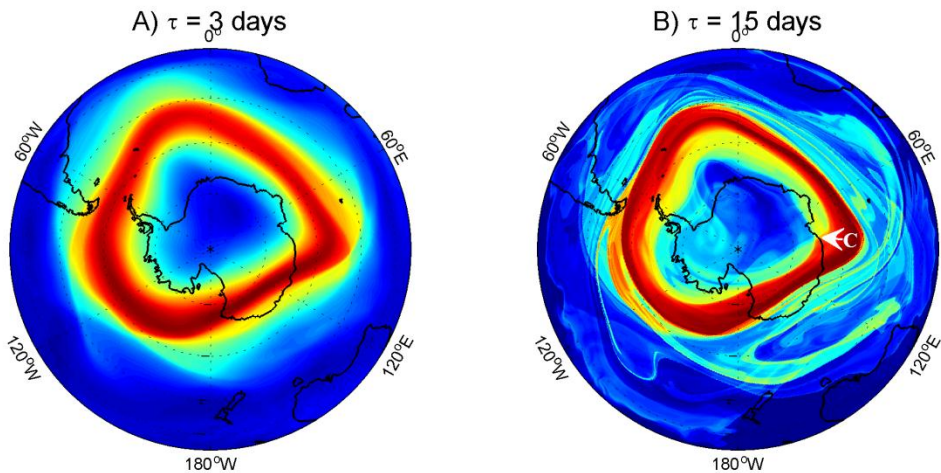


Fig. VII.1: Fig. 3 en de la Cámara *et al.* 2012a (sección VI.2). Mapas de M para el día 17 Oct 2005 en el nivel de 475K, usando $\tau = 3$ días (A) y $\tau = 15$ días (B). La localización de un punto hiperbólico en el interior del vórtice está señalada con la etiqueta “C”. Es interesante resaltar que ya aparecen líneas de M que se cruzan en el exterior para valores bajos de τ (A), mientras que en el interior del vórtice se necesitan una τ más alta para encontrar dichas estructuras (B).

medio en el interior del vórtice, y destruye la línea crítica de las ondas planetarias (i.e. las ondas no rompen). De esta manera explican que en sus simulaciones la tasa de mezcla en el interior del SPV sea menor que en el exterior.

El hecho de que se requiera un mayor tiempo de integración a lo largo de trayectorias para captar puntos hiperbólicos asociados con ruptura de ondas en el interior que en el exterior del vórtice no contradice el hecho de que la región interna del vórtice esté muy poblada de dichas estructuras lagrangianas. De hecho, Koh y Legras [2002] aplicaron definiciones rigurosas de las condiciones necesarias y suficientes para hiperbolicidad lagrangiana en el SPV de la primavera austral usando datos de análisis del ECMWF. Aunque concluyen que la condición suficiente es demasiado fuerte y la necesaria demasiado débil como para identificar nítidamente trayectorias hiperbólicas, sus resultados muestran que las trayectorias que experimentan hiperbolicidad durante más tiempo están ubicadas en el interior del vórtice. Ligando puntos hiperbólicos con ruptura de ondas, estos resultados se pueden relacionar con los de Hitchman y Huesmann [2007], quienes observaron que la ruptura de ondas en el interior del vórtice ocurre con una frecuencia relativamente alta.

Motivados por la identificación de trayectorias hiperbólicas en el interior del vórtice, se ha explorado en detalle la estructura lagrangiana en el interior del vórtice [de la Cámara *et al.* 2012b; sección VI.3]. En particular, se han analizado varios casos de transporte a gran escala en esa región. Por un lado, se ha seleccionado un primer conjunto de casos de estudio atendiendo a las trayectorias descritas por los globos de las campañas VORCORE y CONCORDIASI en relación con el campo de PV reconstruido mediante *Reverse Domain Filling* (RDF-PV a partir de ahora). Los resultados muestran que las trayectorias hiperbólicas vuelven a aparecer en las zonas desde donde se alargan y estiran los contornos de RDF-PV en el interior del vórtice, asociando trayectorias hiperbólicas con la capa crítica de las ondas de Rossby. Al igual que en los casos de los globos escapando del SPV, la presencia de trayectorias hiperbólicas y sus variedades permite describir con precisión el movimiento de los globos en el interior del vórtice. La utilidad de estas estructuras para describir el transporte en el interior del vórtice ya fue puesta de manifiesto por Lekien y Ross [2010]. Estos autores identificaron una variedad inestable que dividía en dos el interior del vórtice en los días previos al único evento de calentamiento súbito en el vórtice austral catalogado hasta la fecha, y que tuvo lugar durante la primavera de 2002. De esta manera los autores pudieron reconocer qué zonas del interior del vórtice iban a ser transportadas y separadas entre sí durante el evento. Los ejemplos de transporte mostrados en el

presente estudio recogen eventos de ruptura de ondas mucho más débiles, que son los habituales en el vórtice polar austral.

Por otro lado, en de la Cámara *et al.* [2012b] se han seleccionado un segundo conjunto de eventos de transporte usando la información aportada por globos y las estructuras lagrangianas dadas por el descriptor M, y cumpliendo la condición de que no se captasen bien con el los campos de RDF-V. Hay dos posibles causas para esto: 1) que en los alrededores del punto hiperbólico la distribución del trazador en cuestión (en este caso, la vorticidad potencial) no presente un gradiente horizontal; o 2) que el proceso de transporte ocurra en la dirección de la variedad estable, ya que los trazadores tienden a alinearse en la dirección de la variedad inestable. En este sentido, la aproximación al transporte en la estratosfera mediante las técnicas de la teoría de sistemas dinámicos empleadas en la presente Memoria de Tesis Doctoral constituye un marco 1) muy útil para entender los complejos movimientos de masas de aire que ocurren en el vórtice polar estratosférico, y 2) más completo que el proporcionado por otras técnicas propias del ámbito de las ciencias atmosféricas.

Como se ha indicado anteriormente, algunos estudios previos concluyen que la dinámica de lóbulos no es efectiva para describir el transporte a través de la frontera del vórtice polar, y que es útil principalmente para describir transporte en la periferia exterior del chorro polar [Koh y Plumb 2000; Koh y Legras 2002; Joseph y Legras 2002]. Los resultados aquí presentados muestran la presencia de trayectorias hiperbólicas tanto en el exterior como en el interior del vórtice provoca que lóbulos a ambos lado de la frontera del SPV puedan ocasionalmente cruzarse dentro del chorro, proporcionando una ruta de transporte a través del mismo [de la Cámara *et al.* 2012a; sección VI.2]. Esta ruta es compleja puesto que involucra estructuras lagrangianas (y ruptura de ondas planetarias) a ambos lados del chorro y, por tanto, conjeturamos que estos procesos no son muy frecuentes.

A pesar de que no se ocuparon directamente del transporte a través de la frontera del vórtice, Joseph y Legras [2002] conjeturan que la capa estocástica (i.e. donde se alinean las variedades en la periferia del vórtice) y la frontera del vórtice polar han de ser definidas en intervalos de tiempo lo suficientemente cortos para que la advección domine sobre procesos diabáticos o de difusión molecular (algo que se cumple en las escalas de tiempo consideradas en el presente estudio). Estos autores consideran que de un intervalo temporal al siguiente, parte de una variedad estable puede estar ubicada dentro del vórtice polar, previamente aislado, y de esta manera incorporar aire del interior a la capa estocástica. Los resultados del presente trabajo muestran que los lóbulos penetran en la zona del

chorro desde el exterior del vórtice (Figs. 5 y 7 de De la Cámara *et al.* [2012] en la sección VI.2), de alguna manera validando la hipótesis de Joseph y Legras.

Para finalizar y a modo de resumen, en la Fig. VII.2 se representa de manera esquemática una caracterización del transporte a un lado y otro de la frontera del vórtice polar, así como las rutas de transporte a través de ella, en términos de las variedades estables e inestables de las trayectorias hiperbólicas. Esta figura actualiza la Fig. I.3 tras los resultados de la presente Tesis Doctoral.

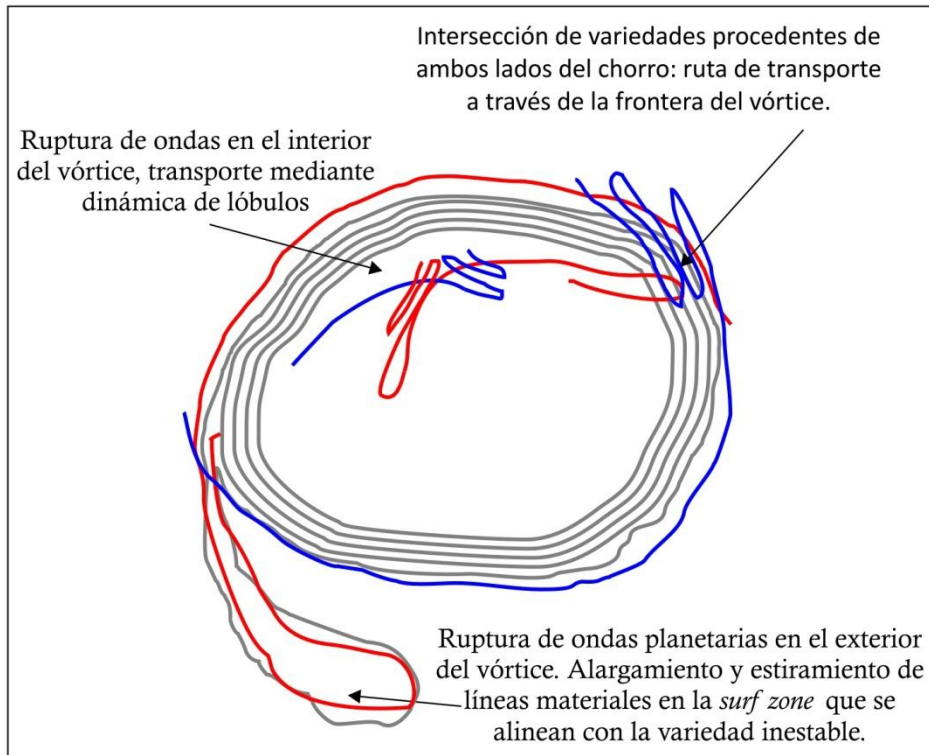


Fig. VII.2: Esquema de la caracterización de los procesos de transporte a gran escala en el interior, exterior y a través de la frontera del vórtice polar. Las líneas grises representan líneas materiales como la vorticidad potencial. Las líneas azules y rojas representan las variedades estables e inestables, respectivamente.

VII. Discussion

The aim of this Thesis has been to gain new insights into the mechanisms responsible for large-scale stirring and transport of air masses outside, inside and across the stratospheric polar vortex (SPV) in the Southern Hemisphere.

Planetary (Rossby) wave breaking (RWB) [McIntyre and Palmer 1983] is closely related to quasi-horizontal transport in the extra-tropical stratosphere [Ngan and Shepherd 1997, 1999a; Plumb 2002; Shepherd 2007]. In the Northern Hemisphere, breaking Rossby waves have been identified in episodes of mass exchange between the vortex and mid-latitudes [Plumb *et al.* 1994; Waugh *et al.* 1994]. In the Southern Hemisphere, on the contrary, the strength of the polar night jet at the vortex edge inhibits the waves to break as vigorously as in the Northern Hemisphere, and the associated mass transport across the vortex edge is weak or even absent [Juckes and McIntyre 1987; Hartmann *et al.* 1989; Bowman 1993b; Chen 1994; Öllers *et al.* 2002]. In fact, RWB at both sides of the jet occurs separately [Nakamura and Plumb 1994; Bowman 2000; Joseph y Legras 2002].

For the purpose of the present Thesis, we have used Lagrangian methods derived from Dynamical Systems theory. These techniques allow us to identify air masses in the stratosphere by regions corresponding to qualitatively different types of trajectories. Moreover, we have contrasted for the first time the information provided by the Lagrangian structures with observed balloon trajectories in the stratosphere from VORCORE and CONCORDIASI field campaigns. These balloons sampled the SPV in the lower stratosphere during the springs of 2005 and 2010.

The distances between individual computed trajectories and the observed balloon trajectories experience a rapid increase in time (Fig. 4 in de la Cámara *et al.* [2010], section VI.1). However, results obtained in the present study indicate that Lagrangian structures (i.e. hyperbolic trajectories and their stable and unstable manifolds) identified from both finite-time Lyapunov exponents (FTLE) and descriptor M fields using reanalysis data are sufficiently precise as to properly interpret the observed balloon trajectories in the stratosphere. In this regard, Haller [2002] concludes that errors in individual trajectories spread along the manifolds, and not in their transverse direction.

Particularly, we have also shown that the function M provides a clearer picture of the geometric structure of the stratospheric flow than the FTLE fields,

which is a more widespread method for this kind of studies. Mancho *et al.* [2012] discuss the differences between the two methods, and find that:

- M succeeds in depicting the manifolds in several analitic examples in which FTLE are known to fail, for instance the linear saddle,
- FTLE provide spurious structures in several analitic examples, as in the integrable Duffin equation, while M performs fine, and
- Computationally, the Lagrangian descriptor M is more efficient tan FTLE, typically reducing a factor of four the CPU time.

We have shown that large-scale stirring and transport in the periphery of the SPV can be interpreted in terms of lobe dynamics [de la Cámara *et al.* 2010, section VI.1; de la Cámara *et al.* 2012a, section VI.2]. Several events (one of them involving a VORCORE balloon) transporting air from/to the exterior flank of the jet to/from mid-latitudes have been analyzed. The motions of the air masses transported are consistent with the layout of hyperbolic trajectories and their invariant manifolds in the periphery of the SPV. There results agree with several previous studies. For example, Bowman [2000] identified a region in which intricate intersections of manifolds take place outside the vortex, but did not analyzed any particular transport event. Joseph and Legras [2002] clarified that lobe dynamics can be applied to describe air exchanges between the *surf zone* and the *collar*, which is the region where Bowman [2000] found those manifolds intersections and which Joseph and Legras called *stochastic layer*.

From a dynamical point of view, the results of the present Thesis show that two VORCORE balloons drift from the jet region to mid-latitudes in RWB events [de la Cámara *et al.* 2010; section VI.1]. During the events, an anticyclonic perturbation erodes the vortex edge and produces irreversible elongation of potential vorticity (PV) contours, which form a tongue of air masses that are transported to mid-latitudes (Fig. 5 in section VI.1, de la Cámara *et al.* [2010]). This elongation of PV contours occurs at locations where a hyperbolic trajectory is placed, and in the direction of its unstable manifold. All these facts are consistent with the presence of a critical layer for Rossby waves. Taking into account that 1) from the Dynamical Systems point of view hyperbolic trajectories in general time-dependent flows take the role played by stagnation points in stationary flows, and 2) stagnation points can appear associated to critical layers of Rossby waves in simple models [Stewartson 1978; Warn and Warn 1978; Haynes 2003], the hyperbolic trajectory may be understood as having a key organizing role for RWB and associated stirring and transport.

A novel result obtained in the present Thesis is that we have clearly shown using M maps that the SPV interior is also populated by hyperbolic trajectories and a complex structure of manifolds [de la Cámara *et al.* 2012a; section VI.2], which signals the presence of RWB inside the SPV, consistent with previous studies [e.g., Bowman 2000; Hitchman y Huesmann 2007]. Koh and Legras [2002] had applied rigorous definitions of necessary and sufficient conditions for Lagrangian hyperbolicity to ECMWF analyzed wind fields of the southern SPV in spring. Although they concluded that the sufficient condition is too strong and the necessary condition is too weak as for clearly identify hyperbolic trajectories, their results showed that the trajectories that experience hyperbolicity for longer times are located inside the SPV.

The time integration τ required for capturing such Lagrangian structures inside the vortex is larger than outside the vortex, as shown in Fig. VII.1. This implies that parcels need more time to experience hyperbolicity, consistent with less intense RWB and lower mixing rates inside than outside the vortex [Pierce *et al.* 1994]. Results by Bowman and Chen [1994] can in part explain these differences in mixing rates. These authors studied air mixing due to instabilities in an idealized polar vortex using a barotropic model, and found lower mixing rates inside and outside the vortex as well. They explained it by showing that poleward eddy momentum transport due to Rossby waves as their amplitude grows accelerates the background flow inside the vortex, and destroys the critical lines for planetary waves (i.e. waves do not break).

Encouraged by the identification of hyperbolic trajectories inside the SPV, we have further explored the Lagrangian structures of the vortex interior (de la Cámara *et al.* [2012b]; section VI.3). In particular, we have analyzed in detail several transport events inside the SPV. On the one hand, we have selected a first set of events attending to the motions of VORCORE and CONCORDIASI balloons in relation to *Reverse Domain Filling* calculations of the PV field (RDF-PV hereafter). Our results have shown that the hyperbolic trajectories associated to balloons transport events appear at locations from where PV filaments elongate inside the vortex, associating hyperbolic trajectories to critical layers for Rossby waves. We have described the balloons motions inside the SPV in terms of the dynamics of lobes (i.e. regions bounded by intersecting manifolds). In this sense, Lekien and Ross [2010] captured a stable manifold that divided the SPV in two halves prior to the unprecedented vortex breaking event of 2002, and this way identified the regions of the vortex that were to be separated. The examples successfully analyzed in the present Thesis involve RWB events much weaker than that studied

by Lekien and Ross [2010], but that are much more frequent in the southern stratosphere.

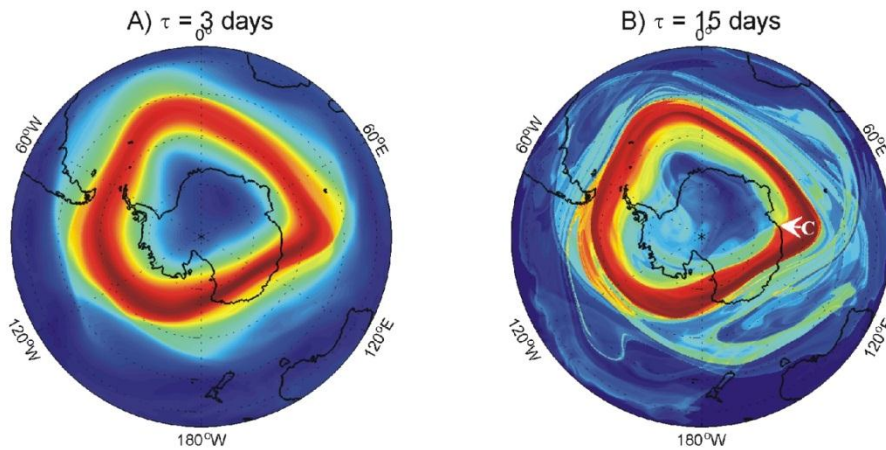


Fig. VII.1: Fig. 3 in de la Cámara *et al.* [2012a] (section VI.2). M maps at 475 K for 17 Oct 2005, using $\tau = 3$ days (A) and $\tau = 15$ days (B). The location of a hyperbolic point inside the vortex is labeled “C”. It is worth mentioning that outside the vortex sharp color changes forming lines that intersect with one another already appear for low values of τ (A), whereas inside the vortex a larger τ is required to capture such structures (B).

On the other hand, we have selected and successfully described a second set of transport events attending to the balloons motions in relation to the geometric structure given by M, and that are not well captured by the RDF-PV field. We interpret that there are two possible reasons for the RDF-PV field not to capture these events: 1) that the PV distribution in the neighborhood of the hyperbolic trajectories does not present a large horizontal gradient, and/or 2) that the transport event occurs in the direction of the stable manifold, since tracers (such as PV) reconstructed with RDF calculations tend to align along the unstable direction. In this sense, the results obtained in the present Thesis show that the analysis of transport events using the geometrical structures provides a very complete picture and an appropriate framework to gain insights into the complex motions of air masses in the stratospheric polar vortex.

As previously mentioned, several studies concluded that lobe dynamics can describe transport in the periphery of the SPV, but that it is not effective to describe transport across the vortex edge since the transport boundary formed by the manifolds does not coincide with the vortex edge [Koh y Plumb 2000; Koh y Legras 2002; Joseph y Legras 2002]. In the present Thesis we have provided

evidence of transport routes across the vortex edge resulting from intersections of lobes inside the polar night jet. The lobes involved elongate from both sides of the jet, and thus are associated to different RWB events. Thus we conjecture that these processes are not very frequent, consistent with the “containment vessel” view of the Antarctic polar vortex [p. ej. Hartman *et al.* 1989; Bowman 1993b; Öllers *et al.* 2002].

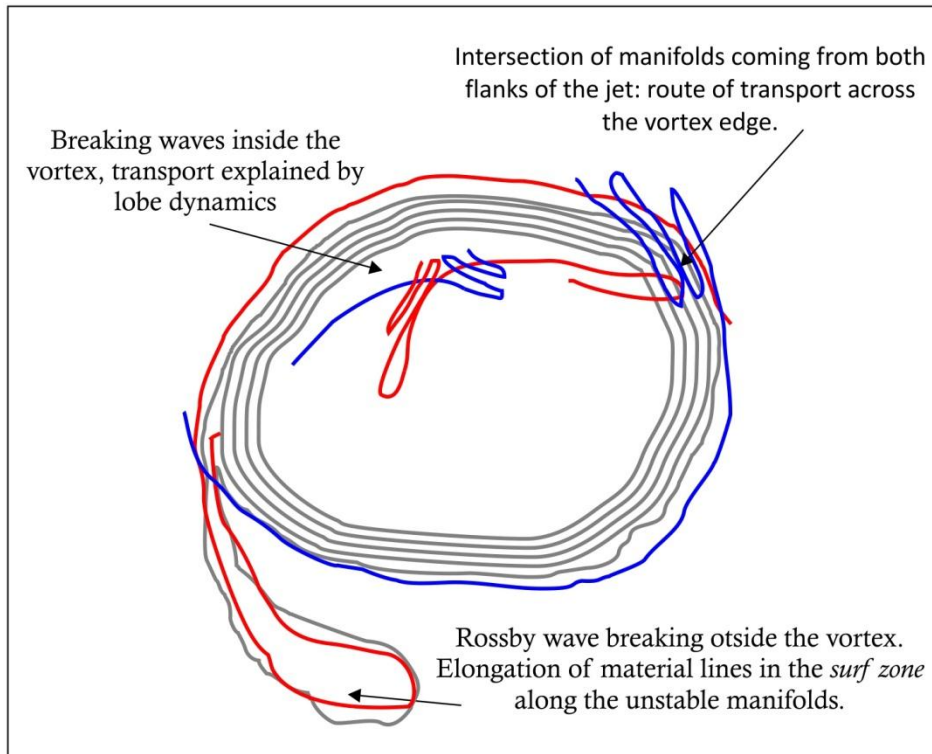


Fig. VII.2: Schematic representation of the processes at work that characterize transport outside, inside and across the polar vortex. Grey lines are material lines such as potential vorticity isolines. Blue and red lines are the stable and unstable manifolds, respectively.

Joseph and Legras [2002] conjectured that the stochastic layer (i.e. the region outside the vortex where lobe dynamics is at work) and the vortex edge need to be defined in time intervals short enough for advection to dominate over diabatic or molecular diffusion processes (this is the case for the resolved spatial scales in our study). These authors pointed out that from one interval to the following, part of a stable manifold might lie inside the vortex, incorporating inner air to the stochastic layer. Results from this Thesis show lobes bounded by stable manifolds penetrating the jet region from the vortex periphery (Fig. 5 by de la

Cámara *et al.* [2010], section VI.1; Figs. 5 and 7 by de la Cámara *et al.* [2012], section VI.2), thus at half way between the stochastic layer and the vortex interior.

As a summary of the results obtained in the present Thesis, Fig. VII.2 shows a schematic representation of transport processes at both sides of the vortex edge, and across it.

VIII. Conclusiones

A continuación se exponen las principales conclusiones del presente trabajo de investigación, estructuradas en cuatro grandes bloques de acuerdo con los objetivos específicos propuestos. Estas conclusiones se resumen en los siguientes puntos:

- Se han identificado objetos geométricos en el vórtice polar austral que ayudan a interpretar el transporte de materia en esta zona.
 - Los resultados muestran que estas estructuras (i.e. trayectorias hiperbólicas y sus variedades) captadas con los exponentes de Lyapunov a tiempo finito (FTLE) son efectivas a la hora de identificar regiones relativamente aisladas entre sí desde el punto de vista del transporte y la mezcla a gran escala en el vórtice polar.
 - Por primera vez en la literatura, se ha aplicado el descriptor M en caracterizar la estructura lagrangiana del vórtice polar estratosférico (SPV), obteniendo además resultados novedosos.
 - El descriptor M proporciona una imagen más nítida de la estructuras lagrangianas que los FTLE. Esto ha facilitado la identificación de la dinámica de lóbulos en la periferia exterior del vórtice, asociado a un globo de la campaña de VORCORE (primavera de 2005) que logró escapar de la periferia del SPV.
 - En general, la dinámica de lóbulos aparece de manera persistente en la periferia exterior del vórtice y caracteriza el transporte de aire entre la zona externa del chorro polar y latitudes medias. Estos resultados son consistentes con resultados previos de otros estudios.
 - Se ha encontrado una estructura lagrangiana compleja en el interior del vórtice polar. En este contexto, se ha identificado un ejemplo de punto hiperbólico, y conjeturamos que juega un papel relevante en el transporte de masas de aire entre la corriente en chorro y el interior del vórtice. Esta afirmación es consistente con el hecho de que las isolíneas de razón de mezcla de ozono presentan signos de deformación irreversible justo en la región donde se localiza el punto hiperbólico.
- Se ha explorado la relación entre las estructuras lagrangianas y la ruptura de ondas de Rossby en el vórtice polar austral.

En dos conjuntos de casos de estudio se han examinado los mecanismos dinámicos asociados al transporte de globos de los proyectos VORCORE y CONCORDIASI (primaveras de 2005 y de 2010, respectivamente) durante sus vuelos en el interior del vórtice.

- En el primer conjunto, el movimiento de los globos está asociado a la elongación de lenguas de vorticidad potencial desde la cara interna del chorro polar, lo cual es tradicionalmente atribuido a la ruptura de ondas planetarias o de Rossby.
- Se ha encontrado que los puntos hiperbólicos actúan como centros organizativos de la ruptura de ondas dentro del SPV y, por tanto, del transporte entre el chorro y el interior del vórtice: los globos se acercan o se alejan de la cara interna del chorro siguiendo las variedades de la correspondiente trayectoria hiperbólica.
- En el segundo conjunto de casos analizados, el campo de vorticidad potencial reconstruido con la técnica de *Reverse Domain Filling* no da cuenta del movimiento de los globos, pero sí lo hace la estructura geométrica dada por el descriptor lagrangiano M. Esto puede ser debido 1) al débil gradiente de vorticidad potencial en la región donde se localizan estos eventos, así como 2) a que el evento de transporte ocurre en la dirección de la variedad estable.
- Se han identificado por primera vez en este contexto objetos geométricos, lóbulos, que permiten el transporte de masas de aire a través de la frontera del vórtice polar estratosférico del hemisferio sur.
 - En particular, se ha comprobado que la presencia de trayectorias hiperbólicas a ambos lados de la frontera del vórtice permite la intersección ocasional de lóbulos en la corriente en chorro, lo que eventualmente conduce a intercambio de masa.
- Los resultados recogidos en esta Memoria de Tesis Doctoral son los primeros en contrastar cálculos de las estructuras coherentes lagrangianas con trayectorias observadas de trazadores cuasi-lagrangianos (globos de súper-presión) en la baja estratosfera polar. Además, esto ha servido para verificar la validez y fiabilidad de los datos de reanálisis utilizados.
 - Se ha mostrado que esta combinación de datos observacionales y estructuras lagrangianas permite encontrar un orden en el aparente comportamiento caótico de parcelas de aire en el vórtice polar estratosférico.

- En particular, la aplicación novedosa del descriptor lagrangiano M al estudio de transporte en la estratosfera ha contribuido significativamente a la comprensión de las estructuras geométricas que acompañan a la ruptura de ondas planetarias en el vórtice polar.
- Las estructuras lagrangianas del flujo (basadas en la cinemática del flujo) han permitido el estudio del transporte en el vórtice polar sin hacer simplificaciones (más allá de la hipótesis bidimensional), facilitando con ello la interpretación de la dinámica involucrada.

VIII. Conclusions

The main conclusions of the present PhD Thesis can be summarized as follows:

- Geometrical objects that help interpret mass transport in the southern stratospheric polar vortex (SPV) have been identified.
 - Lagrangian structures (i.e. hyperbolic trajectories and their invariant manifolds) captured by finite-time Lyapunov exponents (FTLE) fields help identifying regions with different dynamical fates in terms of transport.
 - For the first time, the Lagrangian descriptor M has been applied to extract the Lagrangian structures of the polar vortex.
 - The descriptor M has been found to give a clearer picture of the Lagrangian structures than FTLE fields. This has facilitated the identification of lobe dynamics as responsible mechanism for the one VORCORE balloon to travel from the vortex edge to the *surf zone* at mid-latitudes.
 - In general, lobe dynamics appears as a persistent mechanism in the periphery of the vortex, describing large-scale transport between the external flank of the jet stream and the *surf zone*, consistent with previous studies.
 - A complex layout of Lagrangian structures is also found inside the vortex. An example is provided of the influence of such structures on tracer transport by showing irreversible deformations of ozone isolines in the neighborhood of a hyperbolic trajectory.
- The relation between Lagrangian structures and Rossby wave breaking inside the vortex has been explored.

The dynamical mechanisms associated to transport events of VORCORE and CONCORDIASI balloons inside the vortex have been examined in two different sets of case studies.

- In the first set, the motions of the balloons are consistent with the elongation of potential vorticity (PV) tongues from the inner side of the jet stream inwards, which is traditionally attributed to planetary waves breaking.

- Hyperbolic trajectories are found to act as organizing centers of Rossby wave breaking inside the SPV and associated mass exchange between the jet and the vortex interior. Observed balloons approach to or move away from hyperbolic trajectories following their stable or unstable direction, respectively.
- In the second set of case studies, *Reverse Domain Filling* calculations of PV do not capture the balloons transport events, whereas the geometrical structure does. This can be explained 1) by weak PV gradients in the area where the events take place, and/or 2) because the motions occur along the direction of the stable manifold.
- For the first time, the geometric structure linked to air transport across the southern stratospheric vortex edge has been captured and analyzed.
 - The key factor is the presence of hyperbolic trajectories at both sides of the edge. This allows for intricate (occasional) intersections of lobes inside the jet stream, which eventually leads to mass exchange across it.
- For the first time in the present Thesis, Lagrangian structures in the polar vortex of the southern stratosphere and observed drifters (super-pressure balloons) trajectories have been compared, which in turn serves as a test to check the reliability of reanalyses wind fields in this kind of Lagrangian studies.
 - The combination of these two types of information (observed trajectories and computed Lagrangian structures) helps find order in the apparent chaotic behavior of air parcels in the stratospheric polar vortex. Particularly, the application of the recently proposed descriptor M has significantly contributed to gain insights into the geometrical structures associated to Rossby wave breaking inside the vortex.
 - Such Lagrangian structures are based on the kinematics of the flow, and allow studying transport in the SPV without making any extra assumptions (apart from assuming adiabatic and frictionless motions), which facilitates the interpretation of the dynamics involved.

Trabajo futuro

Los resultados obtenidos en esta Tesis sugieren diversas líneas de investigación futuras para ahondar en el conocimiento del transporte de masas de aire en el vórtice polar estratosférico.

- Por un lado, se han mostrado ejemplos concretos para un año determinado de transporte a través de la frontera del vórtice. Sería interesante extender este análisis a un conjunto de años más amplio, así como a otros niveles isentrópicos en la estratosfera. Para ello se calcularían trayectorias hacia adelante y hacia atrás en el tiempo partiendo de condiciones iniciales dentro del chorro polar. Identificando aquellas parcelas que evolucionan desde/hacia el interior hacia/desde el exterior del vórtice, se podrían extraer las estructuras lagrangianas asociadas a dichos eventos de transporte.
- Además, sería interesante extender el análisis usando un campo de velocidades tridimensional. A pesar de que en la estratosfera los movimientos verticales están bastante inhibidos, el descenso diabático de masas de aire en el chorro polar durante la primavera puede tener efectos importantes en el transporte de materia en el vórtice polar.
- Por último, la aplicación de la metodología lagrangiana adoptada en la presente Tesis al estudio del transporte troposfera/estratosfera en la región tropical, que es donde se produce la principal inyección de gases desde la troposfera a la estratosfera, podría proporcionar novedosos resultados.

Future work

The results obtained in the present Thesis have suggested new aspects to explore to gain new insights into the mass transport in the stratospheric polar vortex.

- Firstly, we have shown examples of mass transport across the vortex edge for a specific year and vertical level. It would be interesting to expand the analysis to a larger set of years and more isentropic levels in the stratosphere. To do so, trajectories forward and backward in time from initial conditions inside the jet stream would be computed. This way, air parcels that travel through the entire width of the vortex edge could be identified, and the Lagrangian structures associated to those events could be explored.
- Moreover, it would be very interesting to perform this kind of analysis using a three-dimensional velocity field. It is well known that vertical motions are mostly inhibited in the stratosphere, but diabatic descent of air masses inside the jet stream during springtime may have important effects on transport in the polar vortex.
- Finally, the application of the Lagrangian methods used in the Thesis to the study of troposphere/stratosphere exchange in the tropics, which is the region where tropospheric constituents are injected in the stratosphere, could provide new results on this subject.

Referencias

- Abatzoglou, J. T. y G. Magnusdottir, 2007: Wave breaking along the stratospheric polar vortex as seen in ERA-40 data. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L08812.
- Ahrens, C. D., 2000: *Meteorology today. An introduction to weather, climate and the environment*. Brooks/Cole, 528 pp.
- Akiyoshi, H., L. B. Zhou, Y. Yamashita, K. Sakamoto, M. Yoshiki, T. Tagashima, M. Takahashi, J. Kurokawa, M. Takigawa y T. Imamura, 2009: A CCM simulation of the breakup of the Antarctic polar vortex in the years 1980-2004 under the CCMVal scenarios. *J. Geophys. Res.*, **114**, D03103.
- Andrews, D. G., J. R. Holton y C. B. Leovy, 1987: *Middle atmosphere dynamics*, Academic Press, 489pp.
- Andrews, D. G. y M. E. McIntyre, 1976: Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048.
- Andrews, D. G. y M. E. McIntyre, 1978: Generalized Eliassen-Palm and Charney-Drazin theorems for waves on axisymmetric mean flows in compressible atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 175-185.
- Atjić, J., B. J. Connor, B. N. Lawrence, G. E. Bodeker, K.W. Hoppel, J. E. Rosenfield y D. N. Heuff, 2004: Dilution of the Antarctic ozone hole into southern midlatitudes, 1998-2000. *J. Geophys. Res.*, **109**, D17107.
- Aurell, E., G. Boffetta, A. Crisanti, G. Paladin y A. Vulpiani, 1997: Predictability in the large: an extension of the concept of Lyapunov exponent. *J. Phys. A: Math. Gen.*, **30**, 1-26.
- Ayarzagüena, B., U. Langematz y E. Serrano, 2011: Tropospheric forcing of the stratosphere: A comparative study of the two different Major Stratospheric Warmings in 2009 and 2010. *J. Geophys. Res.*, **116**, D18114.
- Ayarzagüena, B. y E. Serrano, 2009: Tropospheric forcing of the stratosphere: Monthly characterization of the tropospheric circulation over the Euro-Atlantic area in relation with the timing of stratospheric final warmings. *J. Clim.*, **22**, 6313-6324.
- Beron-Vera, F. J., M. G. Brown, M. J. Olascoaga, I. I. Rypina, H. Koçak y I. A. Udovychenkov, 2008: Zonal jets as transport barriers in planetary atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 3316-3326.
- Beron-Vera, F. J., M. J. Olascoaga, M. G. Brown, H. Koçak y I. I. Rypina, 2010: Invariant-tori-like Lagrangian coherent structures in geophysical flows. *Chaos*, **20**, 017514.

- Beron-Vera, F. J., M. J. Olascoaga, M. G. Brown y H. Koçak, 2012: Zonal jets as meridional transport barriers in the subtropical and polar lower stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 753-767.
- Black, R. X. y B. A. McDaniel, 2007: Interannual variability in the Southern Hemisphere circulation organized by stratospheric final warming events. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 2968-2974.
- Boccara, G., A. Hertzog, R. A. Vincent y F. Vial, 2008a: Estimation of gravity wave momentum flux and phase speeds from quasi-Lagrangian stratospheric balloon flights. Part I: Theory and simulations. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 3043-3055.
- Boccara, G., A. Hertzog, C. Basdevant y F. Vial, 2008b: Accuracy of NCEP/NCAR reanalyses and ECMWF analyses in the lower stratosphere over Antarctica in 2005. *J. Geophys. Res.*, **113**, D20115.
- Bowman, K. P., 1993a: Barotropic simulation of large-scale mixing in the Antarctic polar vortex. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2901-2914.
- Bowman, K. P., 1993b: Large-scale isentropic properties of the Antarctic polar vortex from analyzed winds. *J. Geophys. Res.*, **98**, 23013-23027.
- Bowman, K. P. 1996: Rossby wave phase speeds and mixing barriers in the stratosphere. Part I: Observations. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 905-916.
- Bowman, K. P., 2000: Manifold geometry and mixing in observed atmospheric flows. Artículo no publicado, disponible en http://geotest.tamu.edu/userfiles/213/manifold_geometry.pdf.
- Bowman, K. P., L. L. Pan, T. Campos y R. Gao, 2007: Observations of fine-scale transport structure in the upper troposphere from high-performance instrumented airborne platform for environmental research. *J. Geophys. Res.*, **112**, D18111.
- Bowman, K. P. y P. Chen, 1994: Mixing by barotropic instability in a nonlinear model. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 3692-3705.
- Branicki, M., A. M. Mancho y S. Wiggins, 2011: A Lagrangian description of transport associated with a front-eddy interaction: Application to data from the North-Western Mediterranean Sea. *Physica D*, **240**, 282-304.
- Brewer, A. W., 1949: Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapor distribution in the stratosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **75**, 351-363.
- Charney, J. G. y P. G. Drazin, 1961: Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **66**, 83-109.
- Chen, P., 1994: The permeability of the Antarctic vortex edge. *J. Geophys. Res.*, **99**, 20563-20571.

- Chen, P., J. R. Holton, A. O'Neill y R. Swinbank, 1994: Quasi-horizontal transport and mixing in the Antarctic stratosphere. *J. Geophys. Res.*, **99**, 16851-16866.
- Chubachi, S., 1984: Preliminary result of ozone observations at Syowa station from February 1982 to January 1983. *Mem. Natl. Inst. Polar Res. Spec. Issue Jpn.*, **34**, 13-19.
- Dee, D. P., y Co-autores, 2011: The Era-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 553-597.
- Dickinson, R. E., 1968: Planetary Rossby waves propagating through weak westerly wind wave guides. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 984-1002.
- Dobson, G. M. B., 1956: Origin and distribution of the polyatomic molecules in the atmosphere. *Proc. Roy. Soc. London*, **236A**, 187-193.
- Dritschel, D. G., 1989: Contour dynamics and contour surgery: Numerical algorithms for extended, high resolution modeling of vortex dynamics in two-dimensional, inviscid, incompressible flows. *Comput. Phys. Rep.*, **10**, 78-146.
- Dritschel, D. G. y M. E. McIntyre, 2008: Multiple jets as PV staircases: The Phillips effect on the resilience of eddy-transport barriers. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 855-874.
- Edmon H. J., B.J. Hoskins y M. E. McIntyre, 1980: Eliassen-Palm cross sections for the troposphere, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600-2616.
- Eliassen, A., y E. Palm, 1961: On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geofys. Publ.*, **22**, 1-23.
- Fahey, D. W. y M. I. Hegglin (Coordinated Lead Authors), 2011: *Twenty questions and answers about the ozone layer: 2010 update, Scientific Assessment of Ozone Depletion:2010*, World Meteorological Organization, Geneva, Switzerland.
- Farman, J. C., B. G. Gardiner y J. D. Shanklin, 1985: Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal ClO_x/NO_x interaction. *Nature*, **315**, 207-210.
- Farrara, J. D., M. Fisher, C. R. Mechoso y A. O'Neill, 1992: Planetary-scale disturbances in the southern stratosphere during early winter. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1757-1775.
- Farrara, J. D. y C. R. Mechoso, 1986: An observational study of the final warming in the Southern Hemisphere stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 1232-1235.
- Geller, M. A., 1993: Planetary wave coupling – Observations and theory. *Coupling processes in the lower and middle atmosphere*. E. V. Thrane, T. A. Blix y D. C. Fritts, Eds., NATO ASI Ser., Ser. C, 387, 95-123.
- Glatthor, N. y Co-autores, 2005: Mixing processes during the Antarctic vortex split of September-October 2002 as inferred from source gas and ozone distributions from ENVISAT-MIPAS. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 787-800.
- Haller, G., 2000: Finding finite-time invariant manifolds in two-dimensional velocity fields. *Chaos*, **10**, 99-108.

- Haller, G., 2001: Lagrangian structures and the rate of strain in a partition of two-dimensional turbulence. *Phys. Fluids*, **13**, 3365-3384.
- Haller, G., 2002: Lagrangian coherent structures from approximate velocity data. *Phys. Fluids*, **14**, 1851-1861.
- Harnik, N., J. Perlwitz y T. A. Shaw, 2011: Observed decadal changes in downward wave coupling between the stratosphere and the troposphere in the Southern Hemisphere, *J. Climate*, **24**, 4558-4569.
- Hartmann, D., K. R. Chan, B. L. Gary, M. R. Schoeberl, P. A. Newman, R. L. Martin, M. Loewenstein, J. R. Podolske y S. E. Strahan, 1989: Potential vorticity and mixing in the South polar vortex during spring. *J. Geophys. Res.*, **94**, 11625-11640.
- Hartmann, D. L., C. R. Mechoso, y K. Yamazaki, 1984: Observations of wave-mean flow interaction in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 351-362.
- Harvey, V. L., R. B. Pierce, T. D. Farley y M. H. Hitchman, 2002: A climatology of stratospheric polar vortices and anticyclones. *J. Geophys. Res.*, **107**(D20), 4442.
- Haynes, P. H., 2003: Critical layers. *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, J. R. Holton, J. A. Pyle y J. A. Curry, Eds., Elsevier, 582-589.
- Hertzog, A., G. Boccara, R. A. Vincent, F. Vial y P. Cocquerez, 2008: Estimation of gravity wave momentum flux and phase speeds from quasi-Lagrangian stratospheric balloon flights. Part II: Results from the Vorcore campaign in Antarctica. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 3056-3070.
- Hertzog, A., P. Cocquerez, C. Basdevant, G. Boccara, J. Bordereau, B. Briot, Alain Cardonne, R. Guilbon, A. Rabissot, E. Schmitt, J.-N. Valdivia, S. Venel y F. Vial, 2007: Strateole/VORCORE long-duration, superpressure balloons to study the Antarctic lower stratosphere during the 2005 winter. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **24**, 2048-2061.
- Hirota, I., T. Hirroka y M. Shiotani, 1983: Upper stratospheric circulations in the two hemispheres observed by satellites. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **109**, 443-454.
- Hitchman, M. E. y A.S. Huesmann, 2007: A seasonal climatology of Rossby wave breaking in the 320–2000-K layer. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 1923–1940.
- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre y A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 877-946.
- Huck, P.E., A. J. McDonald, G. E. Bodeker y H. Struthers, 2005: Interannual variability in Antarctic ozone depletion controlled by planetary waves and temperature. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L13819.
- Hurwitz, M. M., P. A. Newman, F. Li, M. D. Oman, O. Morgenstern, P. Braesike y J. A. Pyle, 2010: Assessment of the break-up of the Antarctic polar vortex in two new chemistry-climate models. *J. Geophys. Res.*, **115**, D07105.

- Ide, K., D. Small y S. Wiggins, 2002: Distinguished hyperbolic trajectories in time dependent fluid flows: Analytical and computational approach for velocity fields defined as data sets. *Nonlinear processes in Geophysics*, **9**, 237-263.
- Joseph, B. y B. Legras, 2002: Relation between kinematic boundaries, stirring and barriers for the Antarctic polar vortex. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1198-1212.
- Juckes, M. N. y M. E. McIntyre, 1987: A high-resolution one-layer model of breaking planetary waves in the stratosphere. *Science*, **328**, 590-596.
- Kalnay, E. y Co-autores, 1996: The NCEP/NCAR 40-year reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437-471.
- Kanamitsu, M., W. Ebisuzaki, J. Woollen, S. K. Yang, J. J. Hnilo, M. Fiorino y G. L. Potter, 2002: NCEP-DOE AMIP-II Reanalysis (R-2). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **83**, 1631-1643.
- Koh, T.-Y. y B. Legras, 2002: Hyperbolic lines and the stratospheric polar vortex. *Chaos*, **12**, 382-394.
- Koh, T.-Y. y R. A. Plumb, 2000: Lobe dynamics applied to barotropic Rossby-wave breaking. *Phys. Fluids*, **12**, 1518-1528.
- Labitzke, K., 1980: Climatology of the stratosphere and mesosphere. *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, **A296**, 7-18.
- Lee, A. M., H. K. Roscoe, A. E. Jones, P. H. Haynes, E. F. Shuckburgh, M. W. Morrey y H. Pumphrey, 2001: The impact of the mixing properties within the Antarctic stratospheric vortex on ozone loss in spring. *J. Geophys. Res.*, **106**, 3203-3211.
- Lekien, F. y S. D. Ross, 2010: The computation of finite-time Lyapunov exponents on unstructured meshes and for non-Euclidean manifolds. *Chaos*, **20**, 017505.
- Li, S., E. C. Cordero y D. J. Karoly, 2002: Transport out of the Antarctic polar vortex from a three-dimensional transport model. *J. Geophys. Res.*, **107**, D11.
- Lin, S.-J., 2004: A vertically Lagrangian finite-volume dynamical core for global models. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 2293-2307.
- Madrid, J. A. J. y A. M. Mancho, 2009: Distinguished trajectories in time dependent vector fields. *Chaos*, **19**, 01311.
- Malhotra, N. y S. Wiggins, 1998: Geometric structures, lobe dynamics, and Lagrangian transport in flows with aperiodic time-dependence, with applications to Rossby wave flow. *J. Nonlin. Sci.*, **8**, 401-456.
- Mancho, A. M., E. Hernandez-Garcia, D. Small, S. Wiggins y V. Fernandez, 2008: Lagrangian Transport through an Ocean Front in the Northwestern Mediterranean Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **38**, 1222-1237.

- Mancho, A. M., D. Small and S. Wiggins, 2004: Computation of hyperbolic trajectories and their stable and unstable manifolds for oceanographic flows represented as data sets. *Nonlinear Proc. Geophys.*, **11**, 17-33.
- Mancho, A. M., D. Small y S. Wiggins, 2006a: A tutorial on dynamical systems concepts applied to Lagrangian transport in oceanic flows defined as finite time data sets: theoretical and computational issues. *Phys. Rep.*, **437**, 55-124.
- Mancho, A. M., D. Small y S. Wiggins, 2006b: A comparison of methods for interpolating chaotic flows from discrete velocity data. *Comp. & Fluids*, **35**, 416-428.
- Mancho, A. M., D. Small, S. Wiggins y K. Ide, 2003: Computation of stable and unstable manifolds of hyperbolic trajectories in two-dimensional, aperiodically time-dependent vector fields. *Physica D*, **182**, 188-222.
- Mancho, A. M., S. Wiggins, J. Curbelo y C. Mendoza, 2012: The phase portrait of aperiodic non-autonomous dynamical systems. Preprint arxiv:1106.1306.
- Manney, G. L., J. D. Farrara y C. R. Mechoso, 1991a: The behavior of wave 2 in the Southern Hemisphere stratosphere during late winter and early spring. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 976-998.
- Manney, G. L., C. R. Mechoso, L. S. Elson y J. D. Farrara, 1991b: Planetary-scale waves in the Southern Hemisphere winter and early spring stratosphere: Stability analysis. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2509-2523.
- Manney, G. L., R.W. Zurek, A. O'Neill y R. Swinbank, 1994: On the motion of air through the stratospheric polar vortex. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2973-2994.
- Mariotti, A., C. R. Mechoso, B. Legras y V. Daniel, 2000: The evolution of the ozone "collar" in the Antarctic lower stratosphere during early August 1994. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 402-414.
- Matsuno, T., 1970: Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter northern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871-883.
- McElroy, M. B., R. J. Salawitch, S. C. Wofsy y J.A. Logan, 1986: Reductions of Antarctic ozone due to synergistic interactions of chlorine and bromine. *Nature*, **321**, 759-762.
- McIntyre, M. E., 1982: How well do we understand the dynamics of stratospheric warmings? *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 37-65.
- McIntyre, M. E., 1989: On the Antarctic ozone hole. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **51**, 29-43.
- McIntyre, M. E., 2008: Potential-vorticity inversion and the wave-turbulence jigsaw: Some recent clarifications. *Advances in Geophysics*, 15, Academic Press, 47-56.
- McIntyre, M. E. y T. Palmer, 1983: Breaking planetary waves in the stratosphere. *Nature*, **305**, 593-600.

- McIntyre, M. E. y T. Palmer, 1984: The surf zone in the stratosphere. *J. Atmos. Sci. Terr. Phys.*, **46**, 825-849.
- Mechoso, C. R., 1990: The final warming of the stratosphere. *Dynamics, transport and photochemistry of the middle atmosphere of the Southern hemisphere*. A. O'Neill, Ed., Kluwer Academic Publishers, 268 pags.
- Mechoso, C. R. y D. L. Hartmann, 1982: An observational study of traveling planetary waves in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1921-1935.
- Mechoso, C. R., D. L. Hartmann y J. D. Farrara, 1985: Climatology and interannual variability of wave, mean-flow interaction in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2189-2206.
- Mechoso, C. R., A. O'Neill, V. D. Pope y J. D. Farrara, 1988: A study of the stratospheric final warming of 1982 in the Southern Hemisphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 1365-1384.
- Mendoza, C. y A. M. Mancho, 2010: The hidden geometry of ocean flows. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 038501.
- Mendoza, C. y A. M. Mancho, 2012: The Lagrangian description of aperiodic flows: a case study of the Kuroshio Current. *Nonlinear Proc. Geophys.*, **19**, 449-472.
- Mendoza, C., A. M. Mancho y M.-H. Río, 2010: The turnstile mechanism across the Kuroshio current: analysis of dynamics in altimeter velocity fields. *Nonlinear Proc. Geophys.*, **17**, 03-111.
- Mizuta, R. y S. Yoden, 2001: Chaotic mixing and transport barriers in an idealized stratospheric polar vortex. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2616-2629.
- Molina, L. T. y M. J. Molina, 1987: Production of chlorine oxide (Cl_2O_2) from self-reaction of the chlorine oxide (ClO) radical. *J. Phys. Chem.*, **91**, 433-436.
- Nakamura, M. y R. A. Plumb, 1994: The effects of flow asymmetry on the direction of Rossby wave breaking. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2031-2045.
- Newman, P. A., 1986: The final warming and polar vortex disappearance during the Southern Hemisphere spring. *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 1228-1231.
- Newman, P. A., 2010: Chemistry and dynamics of the Antarctic ozone hole. *The stratosphere: Dynamics, transport and chemistry*. L. M. Polvani, A. H. Sobel y D. W. Waugh, Eds., Geophys. Mon. Ser., 190, 157-171.
- Newman, P. A., S. R. Kawa y E. R. Nash, 2004: On the size of the Antarctic ozone hole. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L21104.
- Newman, P. A. y W. J. Randel, 1988: Coherent ozone-dynamical changes during the Southern Hemisphere spring, 1979-1986. *J. Geophys. Res.*, **93**, 12585-12606.

- Newman, P. A. y M. R. Schoeberl, 1995: A reinterpretation of the data from the NASA stratosphere-troposphere Exchange Project. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 2501-2504.
- Ngan, K. y T. Shepherd, 1997: Chaotic advection and transport in Rossby-wave critical layers. *J. Fluid Mech.*, **334**, 315-351.
- Ngan, K. y T. Shepherd, 1999a: A closer look to chaotic advection in the stratosphere. Part I: Geometric structure. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 4132-4152.
- Ngan, K. y T. Shepherd, 1999b: A closer look to chaotic advection in the stratosphere. Part II: Statistical diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 4153-4166.
- Norton, W. A., 1994: Breaking Rossby waves in a model stratosphere diagnosed by a vortex-following coordinate system and a technique for advected material contours. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 654-673.
- Öllers, M. C., P. F. J. van Velthoven, H. M. Kelder y L. P. J. Kamp, 2002: A study of the leakage of the Antarctic polar vortex in late austral winter and spring using isentropic and 3-D trajectories. *J. Geophys. Res.*, **107**(D17), 4328.
- O'Neill, A., W. L. Grose, V. D. Pope, H. McLean y R. Swinbank, 1994: Evolution of the stratosphere during northern winter 1991-1992 as diagnosed by the UKMO analysis. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2800-2817.
- Pawson, S., y Co-autores, 2007: Stratospheric transport using six-hour averaged winds from a data assimilation system. *J. Geophys. Res.*, **112**, D23103.
- Pierce, R. B., T. D. Fairle, W. L. Grose, R. Swinbank y A. O'Neill, 1994: Mixing processes within the polar night jet. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2957-2972.
- Plougonven, R., A. Arzac, A. Hertzog, L. Guez y F. Vial, 2010: Sensitivity study for mesoscale simulations of gravity waves above Antarctica during Vorcore. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **136**, 1371-1377.
- Plougonven, R., A. Hertzog y H. Teitelbaum, 2008: Observations and simulations of a large amplitude mountain wave breaking over the Antarctic Peninsula. *J. Geophys. Res.*, **113**, D16113.
- Plumb, R. A., 1985: On the three-dimensional propagation of stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 217-229.
- Plumb, R. A., 1986: Three-dimensional propagation of transient quasi-geostrophic eddies and its relationship with the eddy forcing of the time-mean flow. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1657-1678.
- Plumb, R. A., 2002: Stratospheric transport. *J. Meteor. Soc. Jap.*, **80**, 793-809.
- Plumb, R. A., 2007: Tracer interrelationship in the stratosphere. *Rev. Geophys.*, **45**, RG4005.

- Plumb, R. A., 2010: Planetary waves and the extratropical winter stratosphere. *The stratosphere: Dynamics, transport and chemistry*. L. M. Polvani, A. H. Sobel y D. W. Waugh, Eds., Geophys. Mon. Ser., 190, 23-41.
- Plumb, R. A., D. W. Waugh, R. J. Atkinson, P. A. Newman, L. R. Lait, M. R. Schoeberl, E. V. Browell, A. J. Simmons y M. Loewenstein, 1994: Intrusions into the lower stratospheric Arctic vortex during the winter of 1991-1992. *J. Geophys. Res.*, **99**, 1089-1105.
- Polvani, L. M. y R. A. Plumb, 1992: Rossby wave breaking, microbreaking, filamentation and secondary vortex formation: The dynamics of a perturbed vortex. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 462-476.
- Press, W. H., B. P. Flannery, S. A. Teukolsky y W. T. Vetterling, 1989: *Numerical Recipes. The art of scientific computing*. Cambridge Univ. Press, 702 pp.
- Profitt, M. H., K. K. Kelly, J. A. Powell, B. L. Gary, M. Loewenstein, J. R. Podolske, S. E. Strahan y K. R. Chan, 1989: Evidence for diabatic cooling and poleward transport within and around the Antarctic 1987 ozone hole. *J. Geophys. Res.*, **94**, 16797-16813.
- Rabier, F., y Co-autores, 2010: The CONCORDIASI project in Antarctica. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **91**, 69-86.
- Randel, W. J., 1987: A study of planetary waves in the southern winter troposphere and stratosphere. Part I: Wave structure and vertical propagation. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 917-935.
- Randel, W. J., 1988: The seasonal evolution of planetary waves in the Southern Hemisphere stratosphere and troposphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 1385-1409.
- Randel, W. J., D. E. Stevens y J. L. Stanford, 1987: A study of planetary waves in the southern winter troposphere and stratosphere. Part II: Life cycles. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 936-949.
- Reinecker, M. M., M. J. Suárez, R. Todling, J. Bacmeister, L. Takacs, H.-C. Liu, W. Gu, M. Sienkiewicz, R. D. Koster, R. Gelaro, I. Stajner y J. E. Nielsen, 2008: The GEOS-5 data assimilation system – Documentation of versions 5.01, 5.10, and 5.2.0. *NASA/TM-2011-104606*, **27**, 92 pp.
- Reinecker, M. M., y Co-autores, 2011: MERRA: NASA's Moder-Era Retrospective analysis for Researcj and Applications. *J. Clim.*, **24**, 3624-3648.
- Rom-Kedar, V. A. Leonard y S. Wiggins, 1990: An analytical study of transport, mixing, and chaos in an unsteady vortical flow. *J. Fluid Mech.*, **214**, 347-394.
- Rypina, I. I., F. J. Beron-Vera, H. Koçak, M. J. Olascoaga y I. A. Udovydchenkov, 2007a: On the Lagrangian dynamics of atmospheric zonal jets and the permeability of the stratospheric polar vortex. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3595-3610.

- Rypina, I. I., F. J. Beron-Vera, H. Koçak, M. J. Olascoaga y I. A. Udovydchenkov, 2007b: Robust transport barriers resulting from strong Kolmogorov-Arnold-Moser stability. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 104102.
- Rypina, I. I., S. E. Scott, L. J. Pratt y M. G. Brown, 2011: Investigating the connection between complexity of isolated trajectories and Lagrangian coherent structures. *Nonlinear Proc. Geophys.*, **18**, 977-987.
- Saha, S, S y Co-autores, 2010: The NCEP climate forecast system reanalysis. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **91**, 1015-1057.
- Salby, M. L., R. R. García, D. O'Sullivan y J. Tribbia, 1990: Global transport circulation with an equivalent barotropic system. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1179-1203.
- Samelson, R. M. y S. Wiggins, 2006: *Lagrangian Transport in Jets and Waves: The Dynamical System Approach*. Springer, 147 pp.
- Sato, K., Y. Tomikawa, G. Hashida, T. Yamanouchi, H. Nakajima y T. Sugita, 2009: Longitudinally dependent ozone increase in the Antarctic polar vortex revealed by balloon and satellite observations. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 1807-1820.
- Schoeberl, M. R. y D. L. Hartmann, 1991: The dynamics of the stratospheric polar vortex and its relation to springtime ozone depletions. *Science*, **251**, 46-52.
- Schoeberl, M. R., L. R. Lait, P. A. Newman, R. L. Martin, M. H. Proffitt, D. L. Hartmann, M. Loewenstein, J. Podolske, S. E. Strahan, J. Anderson, K. R. Chan y B. Gary, 1989: Reconstruction of the constituent distribution and trends in the Antarctic polar vortex from ER-2 flight observations. *J. Geophys. Res.*, **94**, 16815-16845.
- Schoeberl, M. R., L. R. Lait, P. A. Newman y J. E. Rosenfield, 1992: The structure of the polar vortex. *J. Geophys. Res.*, **97**, 7859-7882.
- Schoeberl, M. R. y P. A. Newman, 1995: A multi-level trajectory analysis of vortex filaments. *J. Geophys. Res.*, **100**, 25801-25815.
- Schoeberl, M. R. y Co-autores, 2006: Chemical observations of a polar vortex intrusion. *J. Geophys. Res.*, **111**, D20306.
- Scott, R. K. y P. H. Haynes, 2002: The seasonal cycle of planetary waves in the winter stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 803-822.
- Scott, R. K. y L. M. Polvani, 2006: Internal variability of the winter stratosphere. Part I: Time-independent forcing. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2758-2776.
- Scott, R. K., L. M. Polvani y D. W. Waugh, 2008: Internal variability of the winter stratosphere. Part II: Time-dependent forcing. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 2375-2388.
- Shadden, S. C., F. Lekien y J. E. Marsden, 2005: Definition and properties of Lagrangian coherent structures from finite-time Lyapunov exponents in two-dimensional aperiodic flows. *Phys. D*, **212**, 271-304.

- Shepherd, T. G., 1988: Rigorous bounds on the nonlinear saturation of instabilities to parallel shear flows. *J. Fluid Mech.*, **196**, 291-322.
- Shepherd, T. G., 2007: Transport in the middle atmosphere. *J. Meteor. Soc. Jap.*, **85B**, 165-191.
- Simmons, A., S. Uppala, D. Dee y S. Kobayashi, 2006: ERA-Interim: New ECMWF reanalysis products from 1989 onwards. *ECMWF Newsletter*, **110**, 25-35.
- Solomon, S., R. R. García, F. S. Rowland y D. J. Wuebbles, 1986: On the depletion of the Antarctic ozone. *Nature*, **321**, 755-758.
- Stewartson, K., 1978: The evolution of the critical layer of a Rossby wave. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **9**, 185-200.
- Sutton, R. T., H. McLean, R. Swinbank, A. O'Neill y F. W. Taylor, 1994: High resolution stratospheric tracer fields estimated from satellite observations using Lagrangian trajectory calculations. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2995-3005.
- Takaya, K. y H. Nakamura, 1997: A formulation of a wave-activity flux for stationary Rossby waves on a zonally varying basic flow. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 2985-2988.
- Trounaday, B., L. Perthuis, S. Strebelle, J. D. Farrara y C. R. Mechoso, 1995: Dispersion properties of the flow in the southern stratosphere during winter and spring. *J. Geophys. Res.*, **100**, 13901-13917.
- Tuck, A. F., 1989: Synoptic and chemical evolution of the Antarctic vortex in late winter and early spring. *J. Geophys. Res.*, **94**, 16687-16737.
- Vincent, R. A., A. Hertzog, G. Boccara y F. Vial, 2007: Quasi-Lagrangian superpressure balloons measurements of gravity-wave momentum fluxes in the polar stratosphere of both hemisphere. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L19804.
- Walterscheid, R. L., L. J. Gelinas, C. R. Mechoso y G. Schubert, 2012: Evaluation of Momentum and Sensible Heat Fluxes in Constant Density Coordinates: Application to Superpressure Balloon Data during the VORCORE Campaign. *J. Geophys. Res.* In Press.
- Warn, T. y H. Warn, 1978: The evolution of a nonlinear critical layer. *Stud. Appl. Maths*, **59**, 37-71.
- Waugh, D. W., 1993: Subtropical stratospheric mixing linked to disturbances in the polar vortices. *Nature*, **365**, 535-537.
- Waugh, D. W. y R. A. Plumb, 1994: Contour advection with surgery: A technique for investigating fine-scale structure in tracer transport. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 530-540.
- Waugh, D. W., R. A. Plumb, R. J. Atkinson, M. R. Schoeberl, L. R. Lait, P. A. Newman, M. Loewenstein, D. W. Toohey, L. M. Avallone, C. R. Webster y R. D. May, 1994: Transport out of the lower stratospheric Arctic vortex by Rossby wave breaking. *J. Geophys. Res.*, **99**, 1071-1088.

- Waugh, D. W. y L. M. Polvani, 2010: Stratospheric polar vortices. *The stratosphere: Dynamics, transport and chemistry*. L. M. Polvani, A. H. Sobel y D. W. Waugh, Eds., Geophys. Mon. Ser., 190, 43-57.
- Waugh, D. W. y W. J. Randel, 1999: Climatology of Arctic and Antarctic polar vortices using elliptical diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1594-1613.
- Wiggins, S., 1992: *Chaotic Transport in Dynamical Systems*. Springer-Verlag, 301 pp.
- Yamazaki, K. y C.R. Mechoso, 1985: Observations of the final warming in the stratosphere of the Southern Hemisphere during 1979. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 11198-1205.

Apéndice A:

Ecuaciones de la dinámica estratosférica

Las ecuaciones que describen el fluido atmosférico son las siguientes:

$$\begin{aligned}
 \text{Ec. del momento:} \quad & \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} - \nabla\Phi + \mathbf{X} \\
 \text{Ec. de la termodinámica:} \quad & \frac{D\theta}{Dt} = Y \\
 \text{Ec. de continuidad:} \quad & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \\
 \text{Ec. de estado:} \quad & p = \rho R_d T
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

donde $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$, t es el tiempo, $\mathbf{v}=(u,v,w)$ es el campo tridimensional de velocidad del viento, $\boldsymbol{\Omega}$ representa el vector velocidad de rotación de la Tierra, Φ es el geopotencial, \mathbf{X} representa fuerzas no conservativas como el rozamiento, θ es la temperatura potencial, Y es el calentamiento/enfriamiento diabático, ρ es la densidad del aire, p es la presión atmosférica, R_d es la constante de los gases ideales para el aire seco y T es la temperatura.

a. Ecuaciones primitivas

El conjunto de ecuaciones (A.1) puede simplificarse cuando se aplica a sobre fenómenos de gran escala, que son los dominantes en la estratosfera. En particular, la componente vertical de la ecuación del momento puede remplazarse por el balance hidrostático, la componente la fuerza de Coriolis asociada con la componente horizontal de la rotación terrestre se puede despreciar y la distancia r de un punto al centro del planeta se puede sustituir por el radio medio a [Andrews *et al.* 1987]. Además, resulta conveniente hacer una simplificación geométrica, consistente en sustituir las coordenadas esféricas longitud-latitud (λ, φ) por las cartesianas (x, y) en la dirección longitudinal y latitudinal, restringiendo el movimiento alrededor de una latitud de referencia φ_0 (i.e. aproximación del plano beta). Asimismo, la coordenada vertical (i.e. la altura geométrica) conviene transformarla a log-presión definida de la siguiente manera:

$$z \equiv -H \log \left(\frac{p}{p_s} \right), \tag{A.2}$$

siendo z la coordenada log-presión, $H \sim 7$ km para aplicaciones en la estratosfera, y $p_s = 1000$ hPa.

Despreciando los términos no conservativos, las ecuaciones resultantes son las llamadas *ecuaciones primitivas en el plano beta*:

$$\begin{aligned}
 \text{Ecs. del momento:} & \quad \begin{cases} \frac{Du}{Dt} = fv - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ \frac{Dv}{Dt} = -fu - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \end{cases} \\
 \text{Ec. de la hidrostática:} & \quad \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{R_d}{H} \theta e^{-\kappa z/H} \\
 \text{Ec. de la Termodinámica:} & \quad \frac{D\theta}{Dt} = 0 \\
 \text{Ec. de continuidad:} & \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (\rho_0 w)}{\partial z} = 0
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

En las ecs. (A.3), $f = f_0 + \beta y$ es el parámetro de Coriolis con $f_0 = 2\Omega \sin \varphi_0$ y $\beta = 2\Omega \cos \varphi_0$, $\kappa = R_d/c_p$, siendo R_d la constante de los gases ideales para el aire seco y c_p es el calor específico del aire a presión constante, y $\rho_0 = \rho_0(z)$ es la densidad de referencia del aire en cada nivel vertical.

b. Flujo cuasi-geostrófico

El viento geostrófico resulta del balance entre la fuerza de Coriolis (i.e. la rotación del planeta) y el gradiente horizontal del geopotencial:

$$\mathbf{v}_g = (u_g, v_g) \equiv \frac{1}{f} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial y}, \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \tag{A.4}$$

En movimientos de gran escala y baja frecuencia en los extratropicos, la velocidad del viento se aproxima bastante al balance geostrófico. En particular, se pueden definir las velocidades ageostróficas como la parte de la velocidad del viento que no se encuentra en equilibrio geostrófico:

$$u_a \equiv u - u_g, \quad v_a \equiv v - v_g, \quad w_a \equiv w \tag{A.5}$$

Bajo esta aproximación cuasi-geostrófica, $\mathbf{v}_a = (u_a, v_a, w_a)$ es pequeña en comparación con \mathbf{v}_g , y las ecuaciones primitivas se transforman entonces en las ecuaciones que describen el flujo cuasi-geostrófico:

$$\begin{aligned}
 \text{Ecs. del momento:} & \quad \begin{cases} \frac{D_g u_g}{Dt} = f_0 v_a + \beta y v_g \\ \frac{D_g v_g}{Dt} = -f_0 u_a + \beta y u_g \end{cases} \\
 \text{Ec. de la Termodinámica:} & \quad \frac{D_g \theta_e}{Dt} + w_a \frac{d\theta_0}{dz} = 0 \\
 \text{Ecs. de continuidad:} & \quad \frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (\rho_0 w_a)}{\partial z} = 0
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

donde $D_g/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{v}_g \cdot \nabla$, $\theta_0 = \theta_0(z)$ es el perfil vertical de referencia de temperatura potencial. Manipulando y combinando las ecs. (A.6) entre sí, se simplifican enormemente obteniendo:

$$\frac{D_g q}{Dt} = 0 \tag{A.7}$$

donde $q \equiv \nabla^2 \psi + f + \frac{f_0^2}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)$ es la vorticidad potencial cuasi-geostrófica, $N^2 = N^2(z)$ es la frecuencia de Brünt-Väisälä al cuadrado, y $\psi \equiv f_0^{-1} \Phi$ es la función de corriente cuasi-geostrófica. Por tanto, q se conserva bajo esta aproximación despreciando efectos disipativos.

c. Ecuaciones cuasi-geostróficas media-Euleriana:

Para el estudio de la dinámica estratosférica es conveniente dividir las variables en su parte media zonal [ec. (II.1)] y su desviación o perturbación (o parte *eddy*) con respecto a esa media:

$$\begin{aligned}
 u &= [u] + u^*(x, y, z, t) \\
 v &= v^*(x, y, z, t) \\
 w &= w^*(x, y, z, t) \\
 \Phi &= [\Phi] + \Phi^*(x, y, z, t) \\
 \theta &= [\theta] + \theta^*(x, y, z, t)
 \end{aligned} \tag{A.8}$$

donde se ha omitido el subíndice g en las variables geostróficas por simplicidad, y se ha tenido en cuenta que, bajo la aproximación cuasi-geostrófica, $[v] = [w] = 0$. Sustituyendo (A.8) en (A.6), tomando la media zonal y haciendo algunas manipulaciones, se obtiene el siguiente conjunto de ecuaciones que describen la evolución del flujo medio cuasi-geostrófico:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial[u]}{\partial t} - f_0[v_a] &= -\frac{\partial[u^*v^*]}{\partial y} \\
 \frac{\partial[\theta]}{\partial t} - [w_a]\frac{d\theta_0}{dz} &= -\frac{\partial[v^*\theta^*]}{\partial y} \\
 \frac{\partial[v_a]}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial[\rho_0 w_a]}{\partial z} &= 0 \\
 f_0\frac{\partial[u]}{\partial z} + \frac{R_d}{H}\frac{\partial[\theta]}{\partial y} e^{-\kappa z/H} &= 0
 \end{aligned} \tag{A.9}$$

Asimismo, usando las ecs. (A.7) y (A.9) se puede obtener fácilmente:

$$\frac{\partial[q]}{\partial t} + \frac{\partial[v^*q^*]}{\partial y} = 0 \tag{A.10}$$

d. Ecuaciones TEM:

Es relativamente complicado estudiar la interacción entre el flujo medio y los *eddies* con el conjunto de ecuaciones (A.9), ya que los términos *eddy* están presentes en varias de las ecuaciones. Además, la circulación latitudinal media descrita por las ecs. (A.9) no se corresponde con la distribución de trazadores en la estratosfera observadas por primera vez por Brewer [1949] y Dobson [1956].

Andrews y McIntyre [1976, 1978] propusieron una modificación de estas ecuaciones, conocidas como ecuaciones TEM. La modificación se basa en definir una *circulación meridiana residual media* de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 [\tilde{v}] &\equiv [v] - \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho_0[v^*\theta^*]}{\partial[\theta]/\partial z}\right) \\
 [\tilde{w}] &\equiv [w] - \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{[v^*\theta^*]}{\partial[\theta]/\partial z}\right)
 \end{aligned} \tag{A.11}$$

Sustituyendo (A.11) en (A.9), se obtienen las ecuaciones TEM bajo la aproximación cuasi-geostrófica:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial[u]}{\partial t} - f_0[\tilde{v}] &= \frac{1}{\rho_0}\nabla \cdot \mathbf{F} \\
 \frac{\partial[\theta]}{\partial t} + [\tilde{w}]\frac{\partial[\theta]}{\partial z} &= 0 \\
 \frac{\partial[\tilde{v}]}{\partial y} + \frac{\partial[\tilde{w}]}{\partial z} &= 0
 \end{aligned} \tag{A.12}$$

donde los términos *eddy* están ahora agrupados en el llamado flujo de Eliassen-Palm:

$$\mathbf{F} = \left(0, -\rho_0 [v^* u^*], \rho_0 f_0 \frac{[v^* \theta^*]}{\partial[\theta]/\partial z} \right) \quad (\text{A.13})$$

e. Ecuaciones linealizadas para los *eddies*

Para desviaciones pequeñas con respecto a la media, la ec. (A.7) puede ser linealizada de manera que describa la evolución de la parte *eddy* del flujo, de manera análoga a las ecs. (A.9) para la parte media. La ecuación para la vorticidad potencial anómala cuasi-geostrófica q^* es la siguiente:

$$\frac{\bar{D}q^*}{Dt} + \frac{\partial[q]}{\partial y} \frac{\partial\psi^*}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.14})$$

siendo $\bar{D}/Dt = \partial/\partial t + [u]\partial/\partial x$, y q^* y $\partial[q]/\partial x$ vienen definidos en las ecs. (II.3). La ec. (A.14) admite soluciones ondulatorias como las descritas en la sección II.b.

Apéndice B:

Glosario de términos

CNES: Centro Nacional de Estudios Espaciales (*Centre National d'Etudes Spatiales*).

CNRM: Centro Nacional de Investigación Meteorológica (*Centre National de Recherches Météorologiques*).

CNRS: Centro Nacional de Investigación Científica (*Centre National de la Recherche Scientifique*).

ECMWF: Centro Europeo de Predicción a Plazo Medio (*European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*).

EP flux: Flujo de Eliassen-Palm (*Eliassen-Palm flux*).

FSLE: Exponentes de Lyapunov a tamaño finito (*finite-size Lyapunov exponents*).

FTLE: Exponentes de Lyapunov a tiempo finito (*finite-time Lyapunov exponents*).

GPS: Sistema de posicionamiento global (*Global positioning system*).

HS: Hemisferio sur.

LCS: Estructuras coherentes Lagrangianas (*Lagrangian coherent structures*).

LE: Exponentes de Lyapunov (*Lyapunov exponents*).

LMD: Laboratorio de Meteorología Dinámica (*Laboratoire de Météorologie Dynamique*).

MERRA: Análisis retrospectivo de la Era Moderna para investigación y aplicaciones (*Modern-Era Retrospective analysis for Research and Applications*).

NASA: Administración Nacional Aeronáutica y Espacial (*National Aeronautics and Space Administration*).

NCAR: Centro Nacional de Investigación Atmosférica (*National Center for Atmospheric Research*).

NCEP: Centro Nacional de Predicción Medioambiental (*National Center for Environmental Prediction*).

NSF: Fundación Nacional Científica (*National Science Foundation*).

PV: Vorticidad potencial (*potential vorticity*).

RDF: *Reverse Domain Filling*.

RWB: Ruptura de ondas de Rossby (*Rossby wave breaking*).

SPB: Globo de súper-presión (*super-pressure balloon*).

SPV: Vórtice polar estratosférico (*stratospheric polar vortex*).

TEM: Media Euleriana transformada (*transformed Eulerian mean*).

UCLA: Universidad de California Los Angeles (*University of California Los Angeles*).